

SÉRIE A, N° 1066

N° D'ORDRE :

1908

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre AUGER

1^{re} THÈSE. — L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE COMPOSÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 Juin 1926 devant la Commission d'examen

M ^{me} CURIE.....	Président.
MM. G. URBAIN.....	} Examineurs.
JEAN PERRIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1926

SÉRIE A, N° 1066

N° D'ORDRE :

1908

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre AUGER

1^{re} THÈSE. — L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE COMPOSÉ.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin 1926** devant la Commission d'examen

M^{me} CURIE..... *Président.*

MM. G. URBAIN..... } *Examineurs.*
JEAN PERRIN..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1926

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... MOLLIARD, *Professeur* Physiologie végétale.

Doyen honoraire.... P. APPELL.

Profess. honoraires.. { P. PUISEUX.
BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER.
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.



<i>Professeurs</i>	{	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
		KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
		GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
		JANET.....	Electrotechnique générale.
		WALLERANT.....	Minéralogie.
		ANDOYER.....	Astronomie.
		PAINLEVE.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
		HAUG.....	Géologie.
		G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
		M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
		CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
		C. CHABRIE.....	Chimie appliquée.
		G. URBAIN.....	Chimie minérale.
		EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
		MARCHIS.....	Aviation.
		JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
		ABRAHAM.....	Physique.
		CARTAN.....	Géométrie supérieure.
		LAPICQUE.....	Physiologie générale.
		VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
		COTTON.....	Physique générale.
		DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
		C. FABRY.....	Physique.
		CHARLES PÉREZ.....	Zoologie.
		LEDUC.....	Physique théorique et phys. céleste.
		LÉON BERTRAND.....	Géologie appliquée et géolog. régionale.
		LESPIEAU.....	Théories chimiques.
		RABAUD.....	Biologie expérimentale.
		PORTIER.....	Physiologie comparée.
		E. BLAISE.....	Chimie organique.
DANGEARD.....	Botanique.		
MAURAIN.....	Physique du Globe.		
MONTEL.....	Mécanique rationnelle.		
WINTREBERT.....	Anatomie et histologie comparées.		
DUBOSQ.....	Biologie maritime.		
JULIA.....	Mathématiques générales.		
JOB.....	Chimie générale.		
N.....	Géographie physique.		
N.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).		

{	HÉROUARD.....	Zoologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	SAGNAC.....	Physique théorique et physique céleste.
	PECHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	AUGER.....	Chimie analytique.
	M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
	GUILLET.....	Physique.
	MAUGUIN.....	Minéralogie.
	BLARINGHEM.....	Botanique.
	MICHEL-LEVY.....	Pétrographie.
	DEREIMS.....	Géologie.
	DONGIER.....	Physique du globe.

Secrétaire..... D. TOMBECK.

A Monsieur JEAN PERRIN

Membre de l'Institut

*En témoignage de reconnaissance
et d'affection.*

A MA FEMME

A MES PARENTS

L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE COMPOSÉ

Par PIERRE AUGER

INTRODUCTION

L'effet photoélectrique. — Les corps frappés par les rayons X émettent des électrons : ceci n'est qu'un cas particulier d'un phénomène très général, qu'on nomme d'ordinaire « effet photoélectrique », et qui consiste dans la perte d'électricité négative, sous forme de rayons électroniques, par la matière, lorsqu'elle reçoit du rayonnement électromagnétique.

Les aspects expérimentaux de l'effet photoélectrique sont assez variables suivant la fréquence de la lumière incidente (ce terme étant pris dans son sens général d'ondes électromagnétiques) ; par exemple dans l'ultra-violet, ce sera une charge positive acquise par une lame métallique irradiée, tandis que pour les rayons γ , ce sera une sorte de radioactivité secondaire qu'acquerra la matière sous leur influence. Cependant on peut faire rentrer tous les phénomènes de cet ordre dans un schéma général, quantitatif aussi bien que qualitatif, grâce à la conception des niveaux d'énergie, et des quanta de radiation. C'est un des résultats les plus remarquables des recherches physiques récentes, auquel s'attache le nom de M. Einstein.

On peut en effet se représenter les choses de la manière suivante. Dans la matière constituant le corps en expérience, existent des électrons, liés de diverses manières aux atomes dont ils font partie de telle sorte qu'il faut dépenser, pour les éloigner de ce support, des quantités d'énergie w_1 , w_2 , etc.,

caractérisant l'énergie de liaison de chacune de ces espèces d'électrons. Le rayonnement incident, d'autre part, possède une fréquence propre ν_0 (nous le supposons monochromatique pour simplifier). L'effet photoélectrique se manifeste alors par l'émission de rayons électroniques (photoélectrons), dont les vitesses $v_1, v_2, \dots$ sont régies par l'équation d'Einstein :

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu_0 - w$$

où m désigne la masse de l'électron et h la constante de Planck ⁽¹⁾. On peut concrétiser cette relation en disant qu'un quantum de radiation incidente a disparu, son énergie $h\nu_0$ se portant sur un électron : une portion w en est utilisée à la rupture de la liaison (extraction de l'électron depuis son niveau), le reste apparaît sous forme d'énergie cinétique.

Rayons β secondaires. — Dans le domaine de la lumière visible le résultat le plus frappant de l'effet photoélectrique est surtout la perte d'électricité négative qu'implique le départ des électrons. Lorsque les fréquences ν_0 s'élèvent, par exemple pour les rayons X, les photoélectrons sont animés de vitesse assez grandes pour produire des effets d'ionisation, ou d'impression photographique. Ils deviennent alors comparables aux rayons β des corps radioactifs, et on leur donne le nom (qui pourrait être appliqué en réalité à tous les photoélectrons) de rayons β secondaires.

Divers procédés d'analyse expérimentale ont été utilisés avec succès dans l'étude de ces rayons, en particulier les

(1) Nous avons donné la formule en mécanique ordinaire, valable pour de petites valeurs de v . Pour des fréquences très élevées, il faudrait écrire :

$$mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = h\nu_0 - w.$$

avec les notations ordinaires en théorie de relativité.

méthodes d'ionisation. On a pu ainsi confirmer l'existence, dans les atomes, d'électrons situés sur des niveaux d'énergie distincts, et qui sont arrachés par le rayonnement X lorsque le quantum de celui-ci atteint la valeur de ces niveaux. Un faisceau monochromatique de rayons Röntgen, dont on ferait croître progressivement la fréquence, attaquerait de cette manière successivement les différentes régions de l'atome en allant de la périphérie vers le centre, d'après le modèle de Bohr, ce qui correspond chaque fois à une absorption plus forte : nous reconnaissons là, dans ces seuils d'excitation, les discontinuités d'absorption, désignées communément par les lettres K, L, M, etc., caractéristiques de chaque espèce atomique. La méthode des « spectres magnétiques » de M. de Broglie a apporté une vérification très complète de ces idées, en permettant la mesure des vitesses des photoélectrons pour des rayonnements monochromatiques de fréquence connue.

Remaniements électroniques. -- L'atome qui vient d'être profondément ionisé par le départ d'un photoélectron, se trouve dans un état instable dit état excité, et ne reviendra dans son état normal qu'après toute une série de remaniements intérieurs, terminés par une recombinaison. Ces transport d'électrons de niveau à niveau peuvent donner lieu d'après le modèle de Bohr, aux rayonnements caractéristiques qui constituent le spectre d'émission de haute fréquence des corps. On doit voir là une véritable fluorescence, la lumière ainsi rendue étant moins aiguë que celle qui a été primitivement absorbée : les nombreuses investigations effectuées depuis quelques années sur ces spectres de rayons X ont confirmé cette théorie de l'évolution « rayonnante » de l'atome excité. Remarquons cependant que les recherches spectrographiques ne peuvent permettre d'affirmer que c'est là le seul mode de retour des ions à l'état normal : une évolution « non rayonnante » ne comportant pas l'émission de raies spectrales passerait inaperçue. Les mesures de rende-

ment de fluorescence, qui pouvaient donner des indications à ce sujet, sont actuellement difficiles, vu l'incertitude qui règne encore dans les mesures absolues d'intensité des rayons X. Cependant nous verrons plus tard que Barkla signalait dès 1918 des résultats incompatibles avec l'équation d'Einstein, mais que la considération des rendements de fluorescence permet d'interpréter facilement.

D'autre part tous ces phénomènes ne sont connus d'une façon générale que macroscopiquement, pour des quantités importantes de matière, les ionisations et les émissions se produisant simultanément pour un grand nombre d'atomes. Il est évident qu'une analyse microscopique de ces effets, permettant d'observer les conditions de l'absorption et de l'émission d'un seul quantum de radiation, d'un seul rayon β secondaire, doit pouvoir donner des renseignements nouveaux, plus précis à certains points de vue, sur ces apparitions et disparitions quantiques d'énergie, ainsi que sur les remaniements intra-atomiques qui les accompagnent ou les déterminent. Cette étude de l'évolution individuelle d'un atome à la suite d'une excitation photoélectrique est possible dans les gaz, grâce aux effets d'ionisation que les différents rayonnements produisent dans ce milieu, et qui permettent de les déceler et de les analyser.

Effet photoélectrique dans les gaz. — Comme tout autre corps, un gaz traversé par un faisceau de rayons X est le siège d'une émission électronique. Le phénomène fut mis en évidence d'une manière très frappante en 1912 par C. T. R. Wilson, grâce à sa méthode de condensation que nous décrirons plus loin. Il montra comment les trajectoires des électrons que le rayonnement incident arrache aux atomes gazeux, peuvent être observées dans tous leurs détails, avec une finesse qui n'est atteinte par aucun autre procédé d'étude : le plus petit effet d'ionisation se manifeste aussitôt d'une manière visible et photographiable, dans la chambre de

détente de son appareil. Le cas des gaz est d'autre part très avantageux au point de vue de la simplicité des phénomènes, les atomes étant relativement loin les uns des autres, et ne perturbant pas les photoélectrons, dès leur sortie, comme ce serait le cas avec des matières plus condensées.

Cette méthode permet donc d'obtenir des renseignements très complets et relativement précis sur l'émission photoélectrique, et sur les phénomènes qui suivent l'ionisation profonde qu'elle détermine. C'est cette double étude que j'ai entreprise en 1922 au laboratoire de chimie-physique de la Sorbonne.

Un certain nombre de résultats, relatifs aux directions d'émission des rayons β secondaires ⁽¹⁾, ainsi qu'à l'effet photoélectrique complexe ⁽²⁾ ont été publiés au cours du travail. Le présent mémoire expose les recherches effectuées sur l'évolution des atomes après leur excitation, montrant en particulier l'existence de transformations « non rayonnantes » qui ne s'accompagnent pas d'émission électromagnétique : l'énergie libérée se porte alors directement sur certains électrons au sein même de l'atome, produisant l'« auto-ionisation » de celui-ci, et amenant l'apparition de rayons β tertiaires et quaternaires.

(¹) *Comptes Rendus*, t. CLXXVIII, pp. 929 et 1535 ; t. CLXXX, pp. 1742 et 1939.

(²) *Comptes Rendus*, t. CLXXVII, p. 169 ; t. CLXXX, p. 65 ; *Journal de Physique*, t. VI, p. 205 (1925).

PREMIÈRE PARTIE

MÉTHODE ET APPAREILLAGE

I

Méthode de C. T. R. Wilson.

Principe de la méthode. — La trajectoire dans un gaz d'un électron rapide ou d'une particule α est jalonnée par les ions, plus ou moins nombreux, que ces corpuscules créent sur leurs parcours. Il reste donc après le passage des rayons α ou β une sorte de sillage, une trace qui persiste un temps relativement long, pour disparaître ensuite peu à peu par diffusion ou recombinaison des charges de signes contraires.

Les ions ont la propriété remarquable de pouvoir servir de centres de condensation à la vapeur d'eau, à peu près dans les mêmes circonstances que les poussières en suspension dans les gaz : si l'on réalise par conséquent des conditions convenables de sursaturation dans le milieu gazeux que vient de traverser un rayon corpusculaire, on observera une trace, constituée par une file de gouttelettes, qui reproduit fidèlement tous les détails de la trajectoire parcourue.

Ces figures d'ionisation, suffisamment éclairées dès leur apparition, peuvent être photographiées, et les clichés ainsi obtenus seront étudiés à loisir ; on peut y déceler individuellement, dans de bonnes conditions, les ions qui constituent le sillage laissé par la particule sur son passage. Si l'on a soin d'opérer assez vite, avant que le gaz ait pu, parses

mouvements, déformer cette trace, et avant que les charges qui la constituent aient eu le temps de diffuser notablement, on aura une image fidèle du trajet réellement parcouru, susceptible de permettre des mesures d'angles et de longueur.

La sursaturation en vapeur d'eau nécessaire à cette méthode est obtenue simplement par la détente adiabatique de l'atmosphère, préalablement saturée d'humidité, dans laquelle passent les rayons ionisants. Le refroidissement ainsi produit provoque la condensation de l'eau. Il faut naturellement réaliser ceci dans des conditions expérimentales bien déterminées : nous allons décrire rapidement le montage de C. T. R. Wilson (¹) type de tous les appareils à condensation construits depuis.

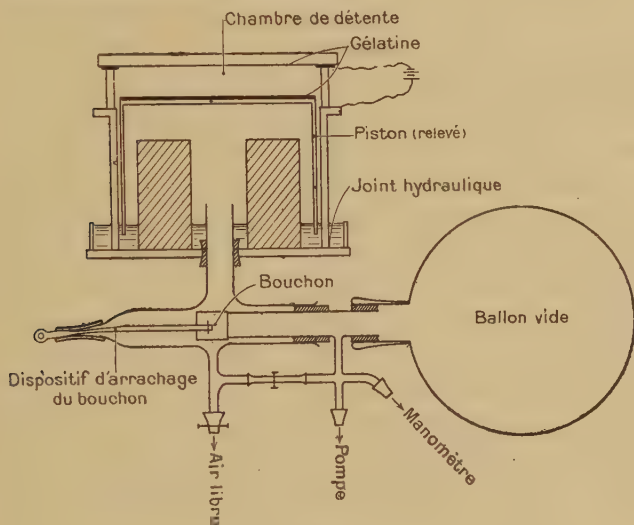


Fig. 1.

Appareil de C. T. R. Wilson. — Il est essentiellement constitué d'un corps de pompe en métal prolongé à sa partie supérieure par un cylindre de verre, recouvert d'une glace (fig. 1).

(¹) *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXVII (1912).

Un piston, glissant à frottement doux dans le corps de pompe, peut produire par son abaissement brusque, une détente du gaz contenu dans la chambre de verre ; l'étanchéité est réalisée grâce à un joint hydraulique : l'eau contenue dans le corps de pompe assure en même temps l'humidité nécessaire.

Dans la position de repos, le piston est un peu soulevé au-dessus du fond du corps de pompe ; le gaz de la chambre de détente est sensiblement à la pression atmosphérique. On met alors brusquement le volume situé sous le piston en communication avec un récipient vide : la dépression subite amène la chute du piston et une augmentation du volume de la chambre supérieure, par conséquent la détente du gaz qui y est contenu. Pour obtenir une opération assez rapide, la communication est largement ouverte, grâce à l'arrachement d'un bouchon interposé entre les deux volumes. On revient ensuite à l'état initial en insufflant de l'air au-dessous du piston, qui se soulève jusqu'à la position de départ.

La chambre de détente elle-même, constituée par le cylindre de verre fermé en haut par une glace et en bas par la surface du piston, a un diamètre de 17 cm. et une hauteur de 4 cm. Une couche de gélatine transparente et conductrice tapisse la surface inférieure de la glace ; une couche semblable, noircie à l'encre de chine, recouvre le piston : entre les deux est établi un champ électrique destiné à l'élimination des ions parasites et des poussières chargées. Le faisceau de rayons X qui produit les rayons β secondaires est envoyé diamétralement à travers la chambre, à égale distance des deux surfaces planes.

En dehors de l'appareil à détente lui-même, le montage comporte divers accessoires : 1^o le dispositif d'éclairement, formé par de petites lampes à mercure, dans lesquelles on envoie la décharge d'un condensateur. Chaque lampe est constituée par un tube de silice plein de mercure, chauffé dans son milieu par une petite flamme de gaz : il se forme

un index de vapeur séparant le liquide en deux parties qui servent d'électrodes. La lumière produite lors du passage des étincelles est très vive. 2^o le système de déclenchement des opérations successives qui est réalisé dans le premier montage de C. T. R. Wilson par la chute d'un poids, et dans un autre plus récent par le balancement d'une lourde pendule. On produit ainsi d'abord la détente, puis le passage des rayons X, enfin la lumière et la photographie. Je renvoie aux mémoires pour les détails de montage.

Appareil de Shimizu. — Cet auteur a construit une forme différente de l'appareil à détente, perfectionnée au point de vue de la précision mécanique, et permettant d'obtenir rapidement un grand nombre de clichés. La force qui fait mouvoir le piston est ici directement empruntée à un moteur, et transmis par une bielle. Ce modèle, ainsi que celui employé par Blackett est de dimensions beaucoup plus réduites que le premier, le diamètre de la chambre d'opération n'atteint pas le tiers de celle de Wilson. Ils sont particulièrement adaptés à l'étude des rayons α , qui ont des parcours très rectilignes, et qu'on peut canaliser dans des directions bien déterminées. Ils ne sont guère utilisables dans les recherches sur les rayons électroniques, de trajectoire capricieuse et qui nécessitent un volume d'étude beaucoup plus grand. Il m'a semblé préférable de revenir à un modèle voisin du premier appareil de C. T. R. Wilson, à fonctionnement discontinu, mais en précisant la construction, de manière à définir exactement les conditions opératoires, et à les retrouver automatiquement.

Précisions à établir. — Tous ceux qui se sont servi des appareils à détente ont remarqué l'irrégularité des résultats obtenus : les trajectoires sont tantôt très nettes, tantôt indistinctes et entourées de brouillard. Les variations des conditions de fonctionnement qui déterminent ces irrégularités

sont quelquefois extrêmement faibles : il faut par conséquent les préciser, et rendre la marche des opérations aussi automatique que possible. J'ai cherché à obtenir ce résultat tout en conservant un montage assez souple pour pouvoir s'adapter aux buts variés de la recherche.

Les points principaux à fixer sont évidemment les suivants :

1^o Réglage précis de la valeur de la détente, et de sa vitesse ;

2^o Détermination des instants auxquels se produisent les trois phases de l'opération complète ;

3^o Invariance des conditions internes du gaz soumis à l'étude : température, degré hygrométrique, composition, propreté.

C'est pour réaliser ces réglages que j'ai établi l'appareillage qui sera décrit au prochain paragraphe. J'ai de plus toujours opéré avec deux appareils photographiques dirigés à angle droit l'un de l'autre ; cette méthode a le grand avantage sur les montages stéréoscopiques utilisés par C. T. R. Wilson, de permettre des mesures d'angle et de longueurs. Les doubles clichés peuvent d'ailleurs, avec quelque habitude, être déchiffrés à la simple inspection, avec autant de sûreté, sinon de rapidité, que les stéréogrammes.

Enfin, la définition géométrique de la situation respective des plaques photographiques, de l'appareil à détente, et du faisceau de rayons X, a été rendue exacte et invariable.

II

Montage expérimental.

L'ensemble du montage peut être décomposé en différentes parties que nous allons décrire successivement : le dispositif mécanique de la détente, la chambre d'ionisation ou de

détente, le dispositif de photographie et d'éclairage, le déclancheur.

I. Dispositif mécanique. — Il comporte, comme dans l'appareil de Wilson un corps de pompe dans lequel glisse le piston qui produit la détente (fig. 2). Mais ici ces deux pièces

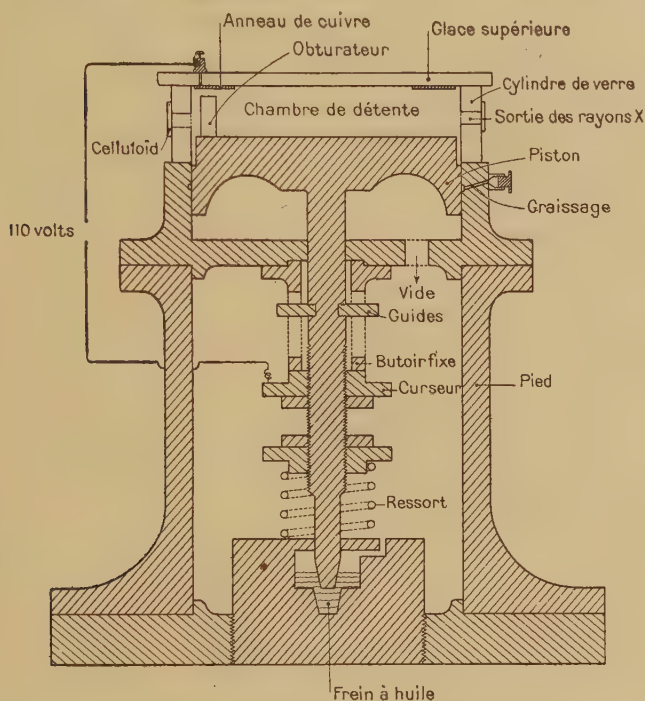


Fig. 2.

sont en bronze travaillé au centième de millimètre, de telle sorte qu'un simple graissage à l'huile légère, assuré par une gorge circulaire creusée dans le corps de pompe, suffit pour réaliser l'étanchéité. La partie fixe est solidement supportée par un pied métallique, vissé sur la table d'opération.

Le piston est prolongé à travers le fond du corps de pompe par une tige filetée à sa partie inférieure, qui descend jusqu'à la base du pied. Son extrémité plonge dans un cylindre plein d'huile, ajusté, qui joue le rôle de frein amortisseur. Sur cette tige sont vissés des curseurs, dont la butée contre une pièce fixe limite vers le haut la course du piston. On voit ainsi que la position inférieure est invariable, déterminée par le contact avec le fond du corps de pompe, tandis que la position supérieure est réglable par le jeu des curseurs dont un contre-écrou permet de rendre fixe la position choisie. Un ressort comprimé entre les curseurs et le bas du support, remonte automatiquement le piston quand aucun effort n'est plus exercé dessus : la position de départ est ainsi retrouvée avec précision.

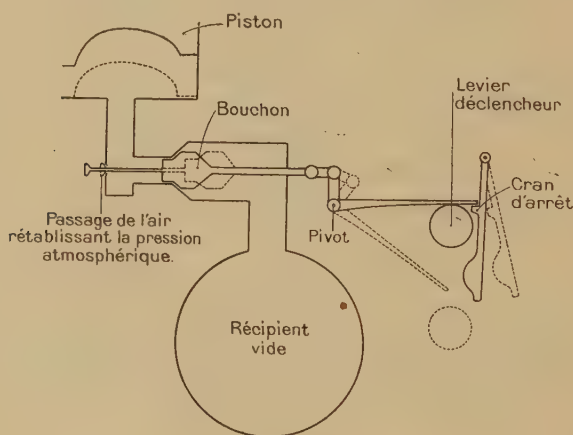


Fig. 3.

Pour amener la chute du piston, il faut produire un vide subit dans le volume situé au-dessous : on met pour cela cet espace en communication avec un récipient préalablement vidé. C'est un robinet métallique de forme spéciale qui ouvre et ferme ce passage : il se compose essentiellement

d'un tube conique et d'un bouchon mobile qui est adapté à ce tube, le fermant hermétiquement. Quand on fait le vide dans le réservoir, le bouchon a une tendance à se détacher et à ouvrir la communication, un cran d'arrêt l'en empêche ; mais aussitôt que ce cran est relâché, la voie est largement ouverte avec le corps de pompe, et le piston s'abaisse. En relevant le levier, le bouchon revient en place et en même temps la connexion est rétablie avec l'atmosphère (fig. 3). Le dispositif permet une détermination précise de l'instant de la détente, le déclenchement du cran d'arrêt ne demandant qu'un très petit effort et l'ouverture du robinet étant très brusque.

Le réglage de la vitesse de la détente se fait en agissant sur le degré de vide du réservoir avant que la communication soit ouverte. Un régulateur continu à mercure permet d'obtenir un vide à peu près constant et réglable dans ce réservoir ; une petite pompe à huile type « Gaede » l'alimente.

II. — Chambre de détente. — Un cylindre de verre, épais de 3 à 4 mm. de 10 cm. de diamètre et de 3,5 cm. de haut est rodé sur la partie supérieure du corps de pompe ; le piston n'y pénètre pas pour éviter de le graisser, mais une pièce un peu plus étroite, superposée au piston, s'y engage. Une glace de 3 mm. d'épaisseur le ferme à la partie supérieure ; elle est appliquée sur la surface rodée par l'intermédiaire d'un peu de graisse au caoutchouc. La chambre de détente ainsi définie comporte divers organes :

1° Le cylindre est percé de deux trous diamétralement opposés, et fermés par de minces lames de celluloid collé à la picéine. Ce sont l'entrée et la sortie du rayonnement étudié. Il est évidemment nécessaire de ménager une entrée convenable pour laisser passer les rayons mous sans trop les diminuer. D'autre part la lecture des clichés est souvent gênée par la présence de rayons β secondaires, venus de la

paroi de verre traversée par les rayons X ; ils est donc utile qu'ils ne rencontrent à l'entrée comme à la sortie, qu'une faible épaisseur d'un corps léger.

2° La glace porte un large anneau de cuivre, collé à sa surface inférieure et en communication électrique avec une borne mastiquée au-dessus. C'est entre cet anneau et la surface supérieure du piston que sera établi le champ électrique (100 volts) destiné à l'élimination des ions (les couches de gélatine se sont montrées inutiles). Ce champ est annulé lorsque le piston descend, grâce à un dispositif de court-circuitage.

Deux petits robinets métalliques à pointeau, sont rodés et mastiqués dans la plaque de verre et servent à l'entrée et à la sortie des gaz destinés à remplir la chambre de détente. Il faut que le cône des pointeaux vienne affleurer la surface inférieure du robinet, de façon à ne laisser aucune cavité dans laquelle la détente ferait naître des tourbillons nuisibles.

3° La surface supérieure du piston qui forme le fond de la chambre de détente, est recouverte d'un papier noir mat imbibé d'une solution assez concentrée de chlorure de calcium. Cette couverture a l'avantage de ne pas s'altérer comme la couche de gélatine noircie qui est délicate et difficile à remplacer. De plus la présence de chlorure de calcium abaissant la tension de vapeur de la solution, fait que le degré hygrométrique du gaz contenu dans la chambre est toujours inférieur à la tension de la vapeur de l'eau pure, de telle sorte que sans avoir besoin d'établir de différence de température, et sans gélatine, aucune buée ne se dépose sur les parois de verre.

4° Enfin le piston porte encore un petit obturateur, destiné à ne laisser passer les rayons X que pendant un temps très court après la détente. C'est un prisme creux à base carrée en laiton (fig. 4) percé d'une fente verticale, et dans lequel glisse une masse de plomb posée sur un ressort. Au repos,

quand le piston est en bas de sa course, le plomb ferme la fente verticale et les rayons X sont coupés, de même *a fortiori* en haut de course. Mais quand le piston vient de s'abaisser brusquement la masse de plomb continue le mouvement par inertie, et, comprimant le ressort, découvre l'entrée des rayons X pendant un temps très court, immédiatement après la fin de la détente. Il remonte aussitôt après et ferme le passage. Ce système, dont le principe m'a été suggéré par Kapitza, a donné toute satisfaction.

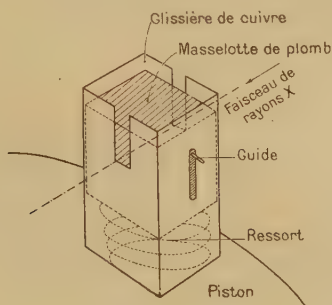


Fig. 4.

III. — Eclairage et photographie. — Aussitôt la détente produite, passent les rayons X, et les traces de rayons β secondaires apparaissent dans la chambre de condensation. Il faut réaliser à ce moment un éclairage intense qui permette d'obtenir des épreuves photographiques suffisamment nettes. L'emploi de l'arc électrique exigerait des obturateurs supplémentaires et encombrerait les abords de l'appareil. Je m'en suis tenu au système préconisé par Wilson, des petites lampes à vapeur de mercure. Le modèle très robuste que j'ai construit se compose d'un tube de pyrex épais (fig. 5) portant deux électrodes de tungstène distantes de 4 cm. et rempli de mercure sec et propre. Un petit four électrique formé d'une masse de cuivre recouverte d'amiante et contenant deux spirales de nichrome entoure le tube de pyrex, tout en

laissant une large fente pour le passage des rayons lumineux. Le chauffage de ce four par un courant de 3 ampères permet d'amener rapidement le tube à 360° , température à laquelle il se forme un index de vapeur de mercure chassant l'excès de liquide dans des petits réservoirs, et réalisant ainsi autour des électrodes de tungstène une atmosphère de vapeur métallique à la pression ordinaire. Si on décharge alors à travers les lampes une batterie de condensateurs, elles produisent une très vive lumière, instantanée et active ; on la concentrera en une image grossière, située à peu près sur le passage des rayons X, à l'aide de lentilles plan-cylindriques.

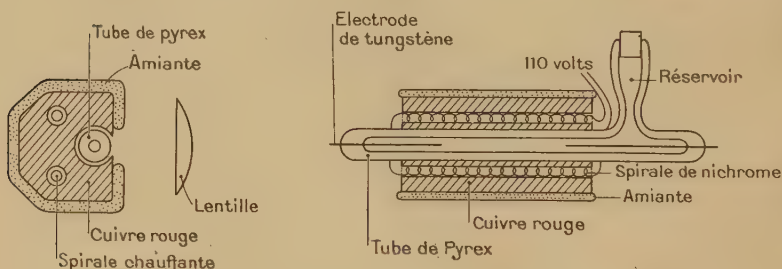


Fig. 5.

La tension nécessaire à la charge de la batterie de condensateurs, constituée par 8 bouteilles Moszicki, est fournie par une bobine d'induction munie d'un kénotron.

Deux lampes de ce type sont placées à droite et à gauche de la chambre de détente, leur lumière étant dirigée un peu vers le haut (fig. 6), de manière que le faisceau direct passe au-dessous des appareils photographiques. Les rayons diffusés et dispersés par les gouttelettes produites lors de la condensation pénètrent seuls dans les objectifs : on gagne beaucoup de clarté en réduisant l'angle sous lequel on recueille cette lumière, parce qu'on y ajoute alors les rayons réfractés dans les sphérules d'eau, et on peut de la sorte obtenir une impression sur les clichés pour une goutte isolée. Les appa-

reils photographiques, braqués et mis au point sur le centre de la chambre de détente, sont dirigés à 45° de l'horizontale, de manière à situer les plaques dans des plans perpendiculaires entre eux et parallèles au faisceau de rayons X, qui est alors au point sur toute sa longueur.

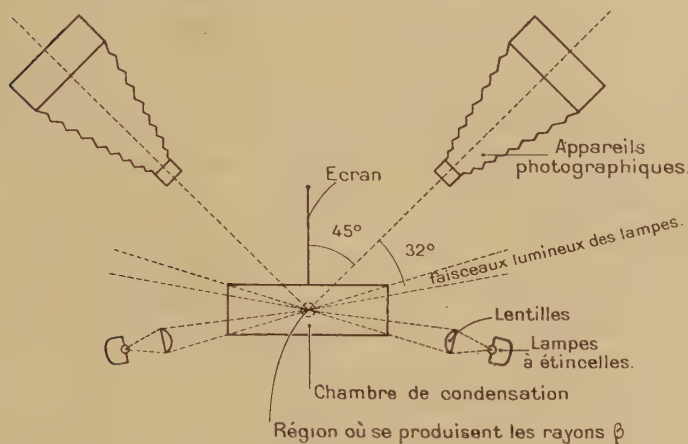


Fig. 6.

IV. — **Déclencheur.** — Le dispositif destiné à réaliser aux temps convenables les phases de la prise du cliché, est constitué par un levier tournant autour d'un axe horizontal (voir Pl. I).

Dans la position de départ, il est levé et retenu par un crochet. Si on l'abaisse d'un certain angle, réglable par ailleurs, il vient écarter le petit levier du robinet d'admission de vide de l'appareil et en déclanche ainsi l'ouverture ; dans sa position inférieure il est situé en face d'un éclateur, qu'il ferme grâce à une petite pièce métallique portée par son extrémité ; cette fermeture détermine le passage de l'étincelle éclairante. Si par conséquent on décroche le levier en l'abandonnant à la pesanteur, il produira la détente et l'illumination à des instants séparés par un temps réglable.

Décomposons en phases élémentaires l'ensemble des opérations qui amène à l'obtention d'une paire de clichés, pour bien montrer leur succession.

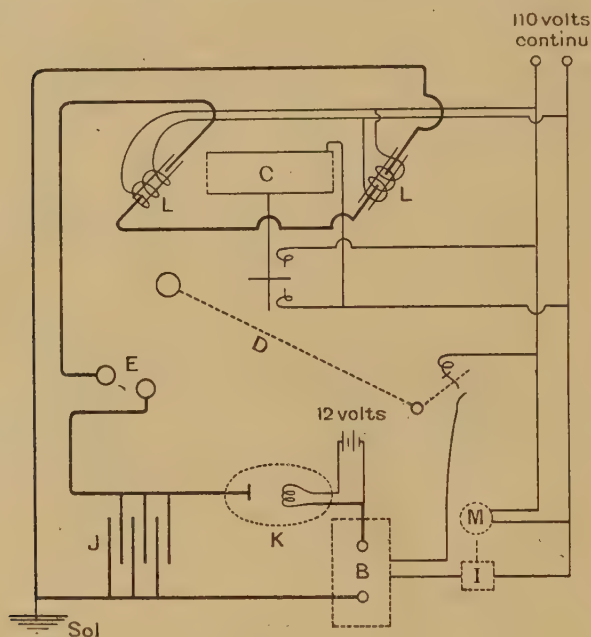


Fig. 7.

C : chambre de détente
L : lampes
D : déclencheur
E : éclateur
J : batterie de jarres
K : kénotron

B : bobine d'induction
I : interrupteur
M : moteur
— haute tension
— basse tension

L'état initial du montage prêt à servir comporte le fonctionnement de la pompe à vide et du régulateur, la charge de la batterie de condensateurs destinée à l'éclairage, le fonctionnement du tube à rayons X, et la mise en place des plaques photographiques. On peut alors décrocher le levier, qui tombe et déclenche :

A. L'ouverture du robinet de vide. Ceci détermine la chute du piston, qui produit :

a) La détente ;

b) La suppression du champ dans la chambre de condensation ;

c) L'ouverture pendant un temps très court de l'obturateur, qui laisse passer les rayons X ; les figures d'ionisation se forment à ce moment.

B. L'étincelle de décharge des condensateurs, qui produit l'éclairage, et l'impression photographique.

L'opération est alors terminée, il faut changer les plaques et replacer les organes dans leur état initial : ceci se fait automatiquement lorsqu'on relève le levier pour l'accrocher dans sa position de départ.

Il y a bien entendu, dans le montage complet (Pl. I), toute une série de détails que je ne puis citer ici, cette description étant forcément limitée aux organes essentiels. La figure 7 donne le schéma des connexions électriques.

III

Rayonnements et substances étudiés.

Rayons X. — L'appareil à détente que nous venons de décrire rapidement, peut être utilisé à toutes sortes d'études sur les rayons ionisants : rayons α (voir par exemple *Journal de physique*, mars 1926) rayons β , rayons X. Dans ce dernier cas, qui correspond aux travaux exposés ici, il faut disposer d'une source de rayons, permettant d'obtenir un faisceau intense, et autant que possible monochromatique, dont on fera varier la longueur d'onde moyenne selon les besoins de la recherche.

J'ai pu me servir d'un poste de haute tension appartenant au laboratoire de M. Urbain. Ce poste alimentait sous des

potentiels allant de 10 à 100 kv. une ampoule Coolidge standard. Le tube était enfermé dans une caisse doublée de plomb, percée d'un trou pour le passage du rayonnement. Le faisceau de rayons X, diaphragmé jusqu'au diamètre de 1/2 mm. par une série de canaux creusés dans des pièces de plomb, pouvait être filtré de diverses manières par l'interposition de lames métalliques. Les régimes principalement employés ont été les suivants :

Potentiel	Courant	Filtre	Longueur d'onde moyenne
10 kv.	20 ma.	papier	1,2 $\text{\AA}$
15 »	15 »	0,25 mm. aluminium.	0,9 »
30 »	7 »	0,5 mm. molybdène, 3 mm. aluminium	0,6 »
30 »	7 »	5 mm. aluminium.	0,5 »
60 »	5 »	1 mm. cuivre.	0,25 »
100 »	3 »	2 mm. cuivre.	0,15 »
60 »	5 »	Samarium (SmCl_3).	0,26 »
15 »	20 »	Arsenic (As_2O_3).	1 »

Un essai a été fait pour réaliser un faisceau réellement monochromatique, à l'aide d'un cristal. La raie choisie était K_α du tungstène, sélectionnée grâce à une lame de sel gemme, par la méthode de la réflexion sur les plans internes, de Rutherford. Les résultats ont été les mêmes que pour le cas de l'excitation à 100 kv., avec filtration sur cuivre. Comme les difficultés de réalisation étaient considérables vu le peu de place disponible, j'ai préféré opérer en général avec des rayons X filtrés, ce qui est suffisant pour l'étude présentée ici.

Composition des atmosphères. — Une seconde variable est fournie par la composition des gaz soumis à l'ionisation et à la détente. C. T. R. Wilson avait opéré dans l'air à la pression atmosphérique ou sous pression réduite. J'ai préféré utiliser des atmosphères artificielles de composition variable

et contenant le plus souvent une forte proportion d'hydrogène. Les avantages de cette disposition sont les suivants. Tout d'abord l'hydrogène ne compte pas au point de vue de l'absorption des rayons X, les fréquences représentées dans le faisceau incident ayant toujours été assez grandes pour ne produire dans ce gaz aucun effet secondaire appréciable ; seul l'effet Compton se faisait sentir pour des rayons suffisamment pénétrants. Tout se passe donc comme si les gaz plus lourds, présents dans le mélange, étaient seuls.

De plus, l'hydrogène jouant le rôle de diluant, les parcours des rayons β secondaires produits par l'effet photoélectrique sur les atomes lourds, sont beaucoup plus longs qu'ils ne le seraient dans l'air, ou dans les gaz étudiés purs. On pourra grâce à cette sorte de grossissement des phénomènes, apercevoir des détails importants des figures d'ionisation : c'est en somme sous une forme très pratique ce que C. T. R. Wilson a réalisé par l'emploi de pression réduite ⁽¹⁾. Il est aussi assez avantageux d'avoir des trajectoires électroniques plus rectilignes, comportant moins de déviations brusques comme c'est le cas dans les gaz très légers, car cela facilite grandement les mesures de longueur et d'angles auxquels on doit les soumettre.

Même au point de vue du fonctionnement général de l'appareil l'hydrogène se montre favorable, en diminuant l'importance des remous de gaz qui suivent la chute du piston dans la chambre de détente, et en accélérant la disparition de poussières et d'ions parasites, germes du brouillard général souvent si tenace.

En dehors de l'hydrogène, simple diluant, les atmosphères contiennent nécessairement la vapeur d'eau saturée qu'exige le fonctionnement même de l'appareil. Ensuite, il faut aussi une certaine proportion d'un gaz « actif » c'est-à-dire absorbant pour les rayons X, sur les atomes duquel va se produire

(¹) *Proc. Roy. Soc.*, t. CIV, p. 1.

l'effet photoélectrique. Les tentatives effectuées pour employer des gaz lourds composés, après avoir donné les premiers renseignements et mis sur la voie de l'effet photoélectrique complexe, ont été abandonnés à cause de l'irrégularité des résultats pratiques obtenus. Les corps suivants ont été ainsi essayés : CHCl_3 , CCl_4 , CH_3I , CH_2Br_2 , CO_2 ; il est probable qu'ils réagissent avec l'hydrogène, à la faveur de l'humidité et peut être aussi de la lumière, et que ces réactions amènent la production de nombreux ions, germes de brouillard. Un essai pour utiliser la vapeur d'iode a donné de mauvais résultats, sans doute pour la même raison.

Il semble donc nécessaire de recourir à des gaz chimiquement neutres, inaltérables dans l'hydrogène humide, même à la lumière, et de poids atomiques convenablement répartis dans le tableau périodique. Ces conditions ne sont guère réalisées que par la série des gaz rares, et c'est grâce à ce matériel de choix que le fonctionnement absolument régulier de l'appareil à détente a pu être obtenu. J'ai ainsi étudié le néon, l'argon, le krypton et le xénon.

DEUXIÈME PARTIE

INTERPRÉTATION DES CLICHÉS OBTENUS L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE COMPOSÉ

I

Observations.

Aspect général des clichés. — Ayant effectué les opérations que comporte la prise des clichés, on développe ceux-ci, et on les examine par transparence, sur un verre dépoli éclairé par dessous. On aperçoit dans ces conditions sur chacune des plaques la forme de la chambre de détente, et dans la partie centrale les traces des rayonnements électroniques produits sur le passage des rayons X. Il faut disposer les plaques comme les deux projections d'une épure, le trajet parcouru par le faisceau de rayons X, invisible par lui même, étant parallèle à la ligne de terre. De place en place a lieu l'effet photoélectrique, et l'on voit alors une trajectoire β prendre son origine sur cette ligne et suivre un chemin plus ou moins contourné dans le gaz.

Si l'on examine un certain nombre de photographies, obtenues dans les mêmes conditions, on arrive facilement à distinguer différentes espèces de trajectoires électroniques et à les ranger, malgré la variété infinie des formes réalisées, dans des catégories assez nettes. Un classement de ce genre a été donné par C. T. R. Wilson (¹), mais comme il opérait

(¹) *Proc. Roy. Soc.*, t. CIV, p. 1.

dans l'air, mélange gazeux très complexe, le nombre des types est assez grand, et l'ensemble est compliqué en outre par la considération des « paires » développées par cet auteur. Nous ne retiendrons, pour commencer, que les deux grandes catégories des trajectoires d'absorption et de diffusion : la première, représentant des rayons β secondaires véritables, correspond à l'effet photoélectrique tel que nous l'avons passé en revue dans l'introduction ; la seconde espèce, qui a été étudiée depuis par plusieurs auteurs, comprend les trajectoires de recul des électrons sur lesquels s'est produit l'effet Compton (ou diffusion par électrons libres). La distinction est en général très facile, les électrons secondaires quittant le pinceau de rayons X sous des angles avoisinant en moyenne 90° et parcourant des distances relativement grandes, tandis que les rayons de recul, toujours projetés dans une direction voisine de celle du faisceau excitateur, ne dépassent généralement pas, dans les conditions réalisées au cours de ce travail, quelques millimètres de long. Le cliché 1 de la planche I montre côte à côte une trajectoire secondaire et un rayon de recul, et permet de se rendre compte de la différence. Il est probable que la plupart des trajectoires courtes, isolées, décrites par C. T. R. Wilson, « fish tracks », « sphere tracks », etc., se rapportent, comme il l'a supposé, à l'effet Compton.

Nous ne nous occuperons ici que de la première espèce de rayons, les « photoélectrons » arrachés aux niveaux profonds des atomes gazeux par le mécanisme de l'absorption quantique. Nous verrons que les aspects observés ont présenté, grâce à l'emploi d'un matériel expérimental bien défini (rayons X filtrés et atmosphères de composition simple) une grande régularité, facilitant considérablement leur interprétation.

Structure de l'origine. — Envisageons pour commencer le cas d'un gaz pur : en fait j'ai commencé ces recherches

par l'étude de l'argon. Avec une atmosphère formée de ce gaz, et des rayons X de 40 kv., on observe les aspects représentés par le cliché 2, planche I. Les trajectoires électroniques sont bien séparées les unes des autres, certaines d'entre elles sont nettement visibles en entier. Quand on peut apercevoir leur extrémité terminale on remarque qu'elle est plus dense que sur le reste du parcours, ce qui s'explique par le ralentissement du photoélectron, qui ionise alors le gaz plus intensément : c'est donc là un caractère général des fins de parcours de rayons β .

Mais les débuts de trajectoires qui sont toujours visibles puisqu'elles sont situées sur le passage même des rayons X, sont elles aussi, marquées d'un épaississement très net, sphérique, indiquant la présence d'un amas d'ions ; l'interprétation précédente ne s'applique pas, l'électron possédant alors sa plus grande vitesse, et il faut attribuer à une cause indépendante cette ionisation supplémentaire ⁽¹⁾. Un rayonnement corpusculaire très peu pénétrant, « mou », prenant naissance à la suite de l'émission photoélectrique pendant cette période troublée qui se termine par le retour à l'état normal de l'atome excité, permettrait d'expliquer ces origines épaissies.

Dans le cas que nous venons de traiter, celui de l'argon pur, les trajectoires de ces rayons β mous sont trop courtes pour être observées ; mais nous disposons d'un moyen simple pour les allonger comme nous l'avons indiqué dans la première partie de cet exposé. Diluons notre argon dans une grande quantité d'hydrogène, par exemple 95 o/o, et reprenons avec cette nouvelle atmosphère l'étude précédente : le résultat confirme complètement les hypothèses faites.

(1) On pourrait évidemment aussi invoquer le recul du reste positif au moment du départ électronique, mais contrairement à ce qui se passe en radioactivité lors de l'émission α , la vitesse prise par ce reste est très petite, et son énergie cinétique tout à fait insuffisante pour justifier un effet d'ionisation quelconque.

L'aspect des clichés est alors celui que reproduit la planche I cliché 3 : on distingue le départ des photoélectrons dont la trajectoire longue et fine va sortir des limites de la photographie ; on aperçoit aussi, partant des mêmes points, des rayons β mous, parcourant 1 mm. environ (en vraie grandeur ; les reproductions sont agrandies environ deux fois) ; les traces de ces électrons lents sont plus épaisses que les précédentes, la densité des ions formés étant plus grande.

Rayons tertiaires. — L'existence d'un rayonnement électronique supplémentaire, de même origine que le rayon β secondaire proprement dit, étant ainsi reconnue, l'étude de ses caractères peut être faite en faisant varier les conditions d'opération, soit : 1° la tension excitatrice des rayons X incidents, c'est-à-dire la valeur du quantum producteur de l'effet photoélectrique ; 2° le numéro atomique du corps absorbant, sur les atomes duquel se produit l'effet photoélectrique.

Il est facile de se rendre compte que l'action de la tension excitatrice est nulle. Si l'on compare différents clichés, obtenus avec l'atmosphère hydrogène-argon et avec des rayons X produits sous 20, 40, 60, 80 kv., on apercevra un changement graduel dans l'aspect des rayons secondaires qui s'allongent et s'amincissent à mesure que la vitesse du photoélectron émis augmente. Au contraire, les rayons supplémentaires, que l'on peut appeler « rayons β tertiaires » gardent identiquement les mêmes caractères ; ce n'est que si les rayons X deviennent trop mous pour ioniser K de l'argon, ou trop pénétrants pour être encore absorbés dans l'atmosphère étudiée, que les paires de trajectoires secondaires-tertiaires cesseront de se présenter.

Au contraire, l'influence de la nature du corps absorbant est considérable. Nous verrons comment le néon donne lieu à de simples épaissements des débuts de trajectoires secondaires, tandis que pour l'argon, dans les mêmes conditions, le rayon tertiaire est bien visible, et mesure envi-

ron 1 mm. Les autres gaz rares manifestent le même accroissement : le tertiaire mesurant 12 mm. pour le krypton et plus de 4 cm. avec le xénon. Dans tous les cas les variations de fréquence des rayons X incidents ne modifient pas ces caractères, pourvu qu'elles ne sortent pas du domaine d'excitation des corps en expérience.

Une autre remarque importante est que le rayon tertiaire n'est pas toujours présent. Dans l'argon, on l'observe 8 fois sur 10 environ, autrement dit il y a un cinquième des trajectoires qui sont simples, formées seulement du rayon secondaire. La proportion n'est pas la même dans le krypton, les trajectoires doubles sont relativement moins nombreuses.

Sans pousser plus loin cette étude qualitative, nous pouvons énoncer les règles suivantes ⁽¹⁾ :

1° Le tertiaire et le secondaire partent du même point.

2° Le tertiaire, contrairement au secondaire, est homogène, sa longueur ne varie pas suivant la fréquence des rayons X excitateurs et ne dépend que du numéro atomique du corps absorbant.

3° Sa direction est à première vue indépendante de celle du secondaire.

4° Sa présence n'est pas constante, il manque plus souvent dans le cas des éléments lourds.

(1) J'ai signalé pour la première fois l'existence et les propriétés des rayons tertiaires dans une note de juillet 1923 (*Comptes Rendus*, t. CLXXVII, p. 169) les interprétant par l'hypothèse de la réabsorption interne des rayonnements caractéristiques et indiquant l'analogie avec la théorie de Ellis (*Proc. Camb. Phil. Soc.*) sur les spectres de rayons β des corps radioactifs.

C'est évidemment à ces rayons tertiaires qu'il faut attribuer la formation de certaines catégories de paires de trajectoires décrites par C. T. R. Wilson (*Proc. Roy. Soc.*, t. CIV, p. 1), sans doute celles qui partent d'un même point. Je n'ai guère rencontré, au cours de ce travail, les autres catégories de paires de trajectoires de C. T. R. Wilson.

Interprétation. — Il est naturel d'après ces caractères d'attribuer la production des rayonnements mous accompagnant la sortie du photoélectron aux réarrangements qui suivent nécessairement ce départ : comblement de la place laissée vide, remplacement des électrons par d'autres plus périphériques, jusqu'à reporter le trouble apporté par le premier départ, sur le niveau le plus extérieur, ce qui correspond à la configuration la plus stable de l'atome ionisé. Ces transformations, d'après la théorie de Bohr, provoquent l'émission de rayonnements électromagnétiques caractéristiques constituant le spectre de haute fréquence de l'élément étudié.

Si l'on veut chercher dans cette émission la cause ionisante manifestée par la présence des rayons électroniques mous, il faut admettre l'absorption très intense de ces rayons X caractéristiques qui donnerait lieu à un effet photoélectrique dans le milieu environnant, et par conséquent à la production des rayons corpusculaires. On serait ainsi conduit à des coefficients d'absorption très grands, le milieu empêchant les rayons de fluorescence de parcourir plus de quelques centièmes de millimètre (l'origine commune des trajectoires secondaires et tertiaires peut être certifiée avec cette précision).

Il est évident que ces conséquences sont inacceptables, les mesures d'absorption montrant que des atmosphères du genre de celles réalisées dans cette étude sont très peu opaques, même pour les rayons X de quelques milliers de volts. Il faut donc attribuer tout le rôle d'émetteur à un seul et même atome duquel jailliraient successivement les électrons produisant les effets observés, à la suite de l'absorption d'un quantum de radiation incidente.

J'ai appelé d'une façon générale « effet photoélectrique composé »⁽¹⁾ cette émission de plusieurs électrons par un

(¹) *Journal de Physique*, t. VI, p. 205 (1925).

même atome excité. Nous allons en donner une théorie simple, qui permet de prévoir tous les cas expérimentaux, et qui nous conduira à quelques rapprochements avec les phénomènes optiques de fluorescence, ainsi qu'avec certaines observations sur les émissions β des corps radioactifs.

II

Interprétation théorique

Processus d'évolution non rayonnant. — Etudions la suite des transformations que subit un atome, qui reçoit un rayonnement de fréquence ν_0 capable d'exciter son niveau K.

1° Tout d'abord un électron de ce niveau (dont la valeur énergétique est $h\nu_K$) est chassé avec une vitesse v que donne l'équation photoélectrique d'Einstein (prise sans correction de relativité, les vitesses entrant en jeu restant petites par rapport à celle de la lumière) :

$$\frac{1}{2} mv^2 = h\nu_0 - h\nu_K.$$

Cet électron constitue le rayon β secondaire, de parcours variable avec ν_0 .

2° Il reste un ion positif qui après une certaine vie dans l'état excité, subit un remaniement. Un électron provenant d'un niveau extérieur à K vient prendre la place laissée vide par le départ du photoélectron. Ce sera le plus souvent un électron L. Ce processus libère une quantité d'énergie E telle que :

$$E = h\nu_K - h\nu_L.$$

Ce qui constitue un quantum caractéristique du corps étudié.

3° Nous allons supposer maintenant que cette énergie puisse se manifester de deux façons différentes :

A) Suivant la théorie bien connue qui explique la production des spectres, il y a émission d'un rayonnement électromagnétique, de fréquence ν donné par :

$$h\nu = E.$$

Ce quantum électromagnétique ira produire quelque part dans le milieu environnant des effets ionisants : rayons β secondaires, fluorescence.

B) Cette énergie pourra être utilisée, dans l'atome même où elle prend naissance, à la production de rayons électroniques (auto-ionisation) et n'apparaîtra pas alors à l'extérieur sous la forme de radiations électromagnétiques. Elle se portera tout entière sur un électron plus périphérique que K (en général L) qui sera chassé avec une vitesse v' telle que :

$$\frac{1}{2}mv'^2 = E - h\nu_L = h\nu_K - 2h\nu_L$$

ou telle autre relation analogue suivant les niveaux qui entrent en jeu. Ce second rayon corpusculaire constitue le rayon tertiaire que nous avons décrit ; il est facile de se rendre compte qu'il présente les caractéristiques annoncés :

— Partant du même atome que le secondairè, les origines de ces rayons ne peuvent se distinguer.

— Son parcours, défini par sa vitesse de sortie v , ne dépend que des valeurs de ν_K , ν_L , etc., caractéristiques de l'élément.

— Sa direction n'a *a priori* pas de relation avec celle du rayon secondaire puisqu'il dérive d'un phénomène ultérieur.

— Il n'est pas toujours présent, puisque la transformation A peut se produire, et que dans ce cas l'énergie de remaniement quittant l'atome sous la forme électromagnétique ne laisse pas de trace sur son parcours.

Suite du schéma évolutif. — Il n'y a aucune raison pour

limiter là l'étude des transformations de l'ion primitivement produit par le rayon X incident. Nous trouvons après la sortie de l'électron tertiaire un ion bivalent, c'est-à-dire un atome qui a perdu deux électrons de son niveau L : l'un d'eux est venu prendre la place libre dans K, le second a constitué le rayon β tertiaire. Les processus de remaniement vont alors se reproduire, mais entre L et M cette fois ; nous aurons la libération de deux quanta caractéristiques :

$$E' = h(\nu_L - h\nu_M)$$

prenant naissance lors de la chute de deux électrons M sur les places vacantes de L. Ces quanta auront le choix entre les deux formes électromagnétiques (fluorescence de fréquence caractéristique) ou corpusculaire. Cette dernière circonstance amène la production de deux nouveaux rayons de vitesse v''

$$\frac{1}{2} mv''^2 = E' - h\nu_M$$

ce sont les rayons quaternaires. La suite de transformations se poursuivra ainsi jusqu'aux niveaux périphériques, pour lesquels le mode de transformation A est le seul possible. L'atome restera alors fortement ionisé dans son dernier anneau ⁽¹⁾.

Nous pouvons schématiser les séries de phénomènes décrits ci-dessus dans les tableaux suivants, qui donnent la nature et la valeur énergétique des rayonnements émis dans les deux cas extrêmes, c'est-à-dire si l'ion subit toujours les transformations du type A (tableau 1) ou toujours du type B (tableau 2). Il est évident que tous les intermédiaires entre ces cas peuvent se présenter avec des probabilités diverses : par exemple ceux donnés par les tableaux 3 et 4. Je donne aussi à côté de ces tableaux les schémas des remaniements que subissent les niveaux et des rayonnements émis (il y a

(1) C'est là sans doute un mode fréquent de production d'ions polyvalents.

TABLEAU I

Rayonnements	Énergie	
1 rayon β secondaire	$h(\nu_0 - \nu_K) (K)$	ray. β sec. →
1 quantum de rayons K	$h(\nu_K - \nu_L) (L)$	quantum K' →
1 quantum de rayons L	$h(\nu_L - \nu_M) (M)$	quantum L →
1 quantum de rayons M	$h(\nu_M - \nu_N)$	
etc.	etc.	

TABLEAU II

Rayonnements	Énergie	
1 rayon β secondaire	$h(\nu_0 - \nu_K) (K)$	ray. β sec. →
1 rayon β tertiaire	$h(\nu_K - 2\nu_L) (L)$	ray. β tert. →
2 rayons β quaternaires	$h(\nu_L - 2\nu_M) (M)$	ray. β quat. →
4 rayons β quinaires	$h(\nu_M - 2\nu_N)$	
etc.	etc.	

TABLEAU III

Rayonnements	Énergie	
1 rayon β secondaire	$h(\nu_0 - \nu_K) (K)$	ray. β sec. →
1 quantum de rayons K	$h(\nu_K - \nu_L) (L)$	quantum K →
1 rayon β quaternaire	$h(\nu_L - 2\nu_M) (M)$	ray. β quat. →
2 rayons β quinaires	$h(\nu_M - 2\nu_N)$	

TABLEAU IV

Rayonnements	Énergie	
1 rayon β secondaire	$h(\nu_0 - \nu_K) \text{ (K)}$	ray. β sec. →
1 rayon β tertiaire	$h(\nu_K - 2\nu_L) \text{ (L)}$	ray. β tert. →
1 rayon β quaternaire	$h(\nu_L - 2\nu_M) \text{ (M)}$	quantum L →
1 quantum de rayons L	$h(\nu_L - \nu_M)$	ray. β quat. →
2 rayons β quinaires	$h(\nu_M - 2\nu_N)$	
etc.	etc.	

naturellement bien d'autres possibilités, résultant par exemple de la chute sur les places libres dans la partie centrale d'électrons venant des niveaux périphériques).

Confirmations expérimentales. — Toutes ces conséquences des hypothèses émises se vérifient exactement dans les cas, assez nombreux, qui ont pu être étudiés expérimentalement. Les vérifications sont d'ordre qualitatif et quantitatif. Les premières consistent dans l'observation des figures d'ionisations et l'interprétation des différentes trajectoires qui les composent. Les secondes porteront sur les mesures des parcours de ces différents rayons, qui permettent de comparer leurs vitesses d'émission.

¹⁰ Les clichés de la planche II reproduisent grossis au double les aspects que l'on photographie en excitant les différents gaz rares dilués dans l'hydrogène par des rayonnements X convenables. On voit dans le premier (cl. 4), relatif au néon, les rayons secondaires portant à l'origine de simples points : les rayons tertiaires ne parcourent qu'une très petite fraction de millimètres la valeur de $h\nu_K$ étant de 800 volts

environ. Dans l'argon (cl. 5), le rayon tertiaire de 3 kv. parcourt 1 mm. il se distingue nettement. Le krypton donne un tertiaire de 10 kv. d'un parcours de plus de 1 cm. nettement distinct du secondaire dans le cas représenté par le cliché 6 où ce dernier électron est projeté par 50 kv.; pour ce gaz on commence à apercevoir les deux rayons quaternaires, de moins de 1/2 mm.

Dans le cas du xénon, enfin (cl. 7), le tertiaire de 35 kv. ne se différencie pas des secondaires rapides, les deux quaternaires au contraire, émis sous 5 kv., parcourent 2,5 mm. et sont bien visibles. Il ne m'a pas encore été possible d'opérer avec des atomes plus lourds que le xénon, tels que le mercure, de sorte que les rayons quinaires n'ont pas été mis en évidence (¹). A côté des cas d'effet photoélectrique complexe on peut observer les cas d'effet photoélectrique simple ne donnant lieu qu'à un seul rayon, β secondaire.

En dehors de ces cas typiques, nous pouvons observer des aspects intermédiaires, qui peuvent correspondre soit à des évolutions mixtes comprenant de la fluorescence et des rayons électroniques, comme celles qui ont été décrites plus haut, soit à des absorptions du rayonnement X incident dans les niveaux L, M, etc., et des atomes du gaz. Voyons par exemple ce que donne l'effet photoélectrique dans le niveau L. Si, après le départ du photoélectron laissant ce niveau excité, l'évolution se fait suivant le type A, l'énergie s'échappe sous forme de quantum électromagnétique d'une fréquence appartenant à la série L, et nous n'apercevons qu'une trajectoire; si c'est le mode B, il y a émission d'un rayon tertiaire, dont l'énergie est égale à $h(\nu_L - 2\nu_M)$ il est évident que ce tertiaire

(¹) Cependant sur de bons clichés de xénon, on peut remarquer à l'origine commune des rayons secondaires, tertiaires et quaternaires un épaississement déterminé sans doute par les quinaires. Ou encore, sur les figures d'ionisation dues à l'effet photoélectrique complexe sur le niveau L de ce corps, il est parfois possible de distinguer les deux quaternaires, identiques aux quinaires de l'effet complexe sur K.

sera identique aux quaternaires de l'effet d'absorption dans K, puisqu'il est émis avec la même vitesse. Nous pouvons observer ceci sur le cliché relatif au xénon (cl. 7), où l'on peut voir côte à côte un groupe à quatre rayons : secondaire, tertiaires, deux quaternaires, et des groupes à deux rayons : secondaires, tertiaires L. Nous verrons comment on peut même déduire de ces observations des évaluations statistiques du rendement de fluorescence.

2° Au point de vue énergétique, il faut vérifier si les parcours des différents rayons correspondent bien aux vitesses que la théorie précédente leur assigne. Une telle vérification, assez grossière mais très directe, et ne faisant intervenir aucune hypothèse au sujet de l'interprétation énergétique des parcours, peut être obtenue de la façon suivante. Etudions par exemple le krypton dont le niveau K vaut 14 kv. (grossièrement). Nous allons exciter cet atome avec des rayons X à peu près monochromatiques de fréquence ν_0 variable, et croissant depuis 14 kv. jusqu'à 60 kv. Pour les fréquences peu supérieures à 14 kv., nous produirons des rayons β secondaires de très faible vitesse, ne possédant pour énergie cinétique que le surplus de $h\nu_0$ sur $h\nu_K$, les tertiaires correspondants, quand ils se produisent, possèdent au contraire, dès que l'excitation K-se produit la valeur $h\nu_K - 2h\nu_L$, qu'ils conserveront indépendamment de l'augmentation de ν_0 . On observe alors expérimentalement l'aspect reproduit par le cliché 8, pl. III, où l'on aperçoit les tertiaires de 1 cm., et les secondaires très courts presque réduits à des points.

Dès que la fréquence monte un peu, le quantum correspondant à 20 kv. par exemple, le secondaire s'allonge, le tertiaire restant absolument inaltéré (cliché 9).

Pour la valeur 28 kv. environ de l'excitation, se produit une coïncidence, la valeur de ν_0 étant alors sensiblement double de celle de ν_K . D'après la théorie le secondaire possède alors les 14 kv. de surplus et le tertiaire toujours la même valeur, sensiblement égale pour ce cas particulier. On doit à ce

moment observer des secondaires et tertiaires égaux ; c'est ce que montre le cliché 10 obtenu dans ces conditions. L'égalité des deux rayons corpusculaires qui constituent la figure d'ionisation, et qui ne permet plus de les distinguer en secondaire et tertiaire donne par conséquent une vérification grossière, mais très directe, des hypothèses.

Enfin lorsque l'excitation atteint des valeurs élevées, par exemple 60 kv., le rayon secondaire devient très rapide, le tertiaire reste toujours pareil : cliché 11 (¹).

Ce genre de confirmation expérimentale peut naturellement se généraliser à d'autres cas ; il ne peut cependant se prêter aisément dans l'état actuel du montage, à des mesures précises : il faudrait pour cela un monochromateur à rayon X, qui n'existe pas encore dans la pratique courante.

III

Extension au cas des chocs ionisants.

Ionisation par choc. — La théorie que nous venons d'exposer indique comme cause originelle des rayonnements corpusculaires qui constituent l'effet photoélectrique complexe une ionisation profonde, déterminée dans les expériences décrites jusqu'ici par un rayonnement électromagnétique pénétrant. Mais il est évident que toute autre cause ionisante, pourvu qu'elle puisse extraire un électron de niveau suffisamment profond, met l'atome dans les mêmes conditions d'excitation, et par conséquent doit donner lieu à la même série de remaniements et d'émissions, accompagnées de fluorescence ou d'auto-ionisation.

(¹) On voit de quelle manière concrète, et en quelque sorte visible, la structure discontinue de l'atome se manifeste par ces effets. Les valeurs énergétiques des niveaux d'un même atome sont directement comparées entre elles, et peuvent être grossièrement mesurées par rapport à des quanta incidents, de grandeur connue ; le classement des électrons sur ces niveaux apparaît avec évidence.

J'ai pu mettre ce phénomène en évidence dans le cas de l'excitation par le choc d'un électron rapide. Si l'on produit dans la chambre de détente des rayons β , soit par l'emploi d'une source radioactive, soit par l'effet photoélectrique avec des rayons X pénétrants, on peut voir de place en place le long de la trace de ces rayons, des trajectoires adjacentes. Ces bifurcations sont de deux natures différentes :

1^o La trajectoire supplémentaire peut être celle d'un rayon β de collision : un électron du gaz, situé assez près du passage de l'électron rapide, est chassé par l'intermédiaire de la répulsion électrostatique. On peut faire l'étude mécanique de cette sorte de choc et montrer en particulier que l'angle des deux trajectoires après la collision est toujours droit. Les électrons projetés de cette manière font en général partie des niveaux les plus périphériques.

2^o Le rayon β a pu produire une ionisation profonde, K par exemple, dans une molécule du gaz ⁽¹⁾; celle-ci se trouve alors dans le même état d'excitation que celles qui ont subi l'effet photoélectrique profond. Elle évoluera suivant le processus de fluorescence, ou d'émission corpusculaire : dans le premier cas, on n'observera aucune ionisation locale, et le phénomène, à peine indiqué par un coude du rayon initial, passera inaperçu.

Dans le second cas, l'émission du rayon tertiaire produira une trajectoire adjacente que nous pouvons observer. Elle n'aura, contrairement aux rayons de collision, aucune relation d'angle avec la trace du rayon initial, mais son parcours sera identique à celui des autres électrons tertiaires créés dans le gaz par effet photoélectrique composé. Grâce à ces caractéristiques, il est en général facile de distinguer les deux catégories de rayons adjacents.

(¹) On pourrait, dans des chocs particulièrement directs, observer la trajectoire de l'électron arraché.

Observations. — Tous les gaz étudiés ont donné le phénomène : les uns manifestant l'ionisation par choc dans le niveau K, les autres seulement dans le niveau L.

Neon. — On peut observer assez fréquemment, le long des trajectoires des rayons électroniques dans les atmosphères contenant ce gaz, des points assez volumineux, indiquant une ionisation locale intense ; ces masses de brouillard sont identiques à celles qui marquent les points de départ des photoélectrons ; les rayons tertiaires sont si peu pénétrants dans ce cas, que leur parcours est réduit à moins de 0,2 mm.

Argon. — On voit sur le cliché 13, pl. IV, un rayon ξ secondaire rapide pourvu à son origine d'un rayon tertiaire ; si on le suit depuis son début (qui est au milieu du cliché, sur le parcours du faisceau X) on aperçoit après 1 cm. de parcours un rayon ξ adjacent, tout pareil au tertiaire de l'origine : le rayon secondaire ne subit qu'une très faible déviation, l'électron K qu'il a arraché ne quittant sans doute l'atome ionisé qu'avec une très faible vitesse.

Krypton. — Le niveau K de ce gaz est déjà assez difficile à ioniser par choc, il faudrait pour cela des rayons ξ de corps radioactifs. Avec les photoélectrons je n'ai pu observer que l'effet dans L : il donne lieu à la production de trajectoires adjacentes identiques aux tertiaires L ou aux quaternaires de l'effet photoélectrique complexe dans K. Il est parfois arrivé d'observer un rayon court de cet aspect, à quelque distance de la trajectoire ξ initiale : ceci manifeste sans doute le mode d'évolution avec fluorescence, ce rayonnement étant absorbé dans le gaz non loin du lieu de production.

Xénon. — Ici encore je n'ai pu obtenir que l'effet dû à l'ionisation profonde dans le niveau L. Sur le cliché 12 on peut observer l'effet photoélectrique complexe et sur le trajet d'un des rayons ξ rapides un rayon adjacent identique aux quaternaires.

On peut imaginer d'autres causes ionisantes que les rayons électroniques, par exemple les rayons α . Je n'ai pas réussi à

mettre l'effet en évidence dans ce cas et cela s'explique si l'on considère le peu d'énergie qu'une particule α peut communiquer à un électron : au maximum de quoi le lancer avec une vitesse double de la sienne propre, qui pour un rayon β est très faible.

Les ionisations profondes sont ou impossible, ou dans les cas les plus favorables, rares. Par exemple pour les rayons α du thorium C' et l'argon on peut espérer obtenir l'effet cherché, mais il est sans doute peu fréquent ; d'autre part dans ce cas les rayons β de collision sont très nombreux ⁽¹⁾ et masquent aisément les rayons tertiaires produits.

Je pense que ces observations pourraient servir à une étude de l'ionisation profonde par les rayons β , les rayons tertiaires permettant de déceler dans chaque cas le niveau atteint (on peut tenir compte des cas d'évolution du type A, grâce aux mesures du rendement de fluorescence dont nous parlerons plus loin).

(1) Cf. Les rayons β de collision. *Journal de Physique*, de mars 1926.

TROISIÈME PARTIE

ÉTUDE QUANTITATIVE

I

Etude du rendement de fluorescence.

Définition. — Nous avons proposé théoriquement et établi l'existence réelle de deux processus de remaniement électronique, après une excitation.

Dans le premier cas, l'énergie libérée par les substitutions d'électrons quitte l'atome source sous forme d'ondes électromagnétiques, il y a alors un véritable phénomène de fluorescence, c'est-à-dire restitution d'un quantum de fréquence plus basse pour chaque quantum absorbé. Dans le cas, au contraire, où c'est un électron qui quitte l'atome en emportant l'énergie caractéristique sous forme cinétique, nous n'avons pas de fluorescence à proprement parler : l'existence de ce second mode d'évolution de l'atome ionisé diminue donc le nombre de quanta rendus au total par la matière absorbante.

Nous pouvons caractériser dans chaque cas l'importance relative des deux effets en calculant le « rendement de fluorescence » ; nous définirons ainsi le rapport du nombre de quanta caractéristiques rendus lors de l'effet photoélectrique simple, c'est-à-dire des quanta de fluorescence, au nombre total de quanta incidents absorbés. Si N est ce dernier nombre, qui est proportionnel à l'absorption de la matière en question et à l'intensité du faisceau incident, S le nombre

de cas où s'est produit l'effet photoélectrique simple et la fluorescence, C le nombre de cas où a eu lieu le rayonnement tertiaire, le rapport de l'importance relative des deux effets est $\frac{S}{C}$ et le rendement de fluorescence $\frac{S}{S+C}$.

Il faut prendre garde ici de ne tenir compte que de l'ionisation de la matière étudiée dans un seul niveau ; de ce fait proviendra d'ailleurs la principale difficulté des mesures expérimentales de ces rendements.

Conditions expérimentales. — Plaçons-nous par exemple dans le cas de l'argon, c'est-à-dire observons les clichés obtenus avec une atmosphère à 5 o/o Ar. 95 o/o H². et des rayons X émis sous 40 kv. Sur les plaques, nous remarquons des groupes de deux rayons β , tertiaire (1 mm. de long) et secondaire (sortant en général des limites du cliché) ; ils manifestent les absorptions suivies de l'effet photoélectrique composé, sans fluorescence ; d'autre part nous observons des rayons longs et solitaires, qui peuvent être dus soit à l'absorption dans le niveau K comme précédemment, mais suivie cette fois de fluorescence, soit à l'absorption dans les niveaux plus périphériques (L, M, etc.), du rayonnement incident. La statistique ne pourra donc pas ici nous donner directement le rendement de la fluorescence, puisque nous ne pouvons pas distinguer les absorptions dans d'autres niveaux que K, et les décompter du total des rayons simples observés.

Il faut par conséquent, par un choix convenable de la fréquence ν_0 incidente, rendre différents les aspects des deux derniers cas : absorption dans K avec fluorescence, absorption dans L (avec ou sans fluorescence). Avec l'argon, il faudrait des rayons X de fréquence trop basse, émis sous 6 à 7 kv. et qui sont alors trop peu pénétrants. Dans le cas du krypton au contraire on peut tourner la difficulté vu la valeur assez grande de K (environ 14 kv.), en opérant avec des rayons X de 20 kv. En effet le rayon secondaire prove-

nant du niveau K est alors émis sous 6 kv. tandis que celui qui vient de L a une énergie cinétique beaucoup plus grande étant émis sous environ 18 kv. et on distingue facilement sur le cliché ces deux modes d'absorption. Ainsi 1° l'effet photo-électrique simple dans K, suivi de fluorescence, se manifeste par la présence d'un rayon de 6 kv. (environ 5 mm. de long) isolé, 2° l'effet composé dans le même niveau donne une paire de rayons, l'un de 6 kv., l'autre de 10 kv. (5 et 12 mm.); 3° l'effet simple dans L est représenté par un rayon isolé de 20 mm.; 4° l'effet composé ajoute à son origine un très court rayon-tertiaire. Ces différents aspects sont visibles sur le cliché 15, Pl. V. Des circonstances analogues peuvent être reproduites avec le xénon.

Rendements mesurés directement. — Des mesures directes ont été faites sur ce principe pour les niveaux K du krypton et du xénon, et pour le niveau L du xénon.

1° Dans le cas du krypton le rayonnement provenait de l'ampoule excitée sous 30 kv. et traversait un filtre de molybdène. Ce corps ayant un niveau K de valeur énergétique correspondant à 22 kv., coupe dans le spectre du faisceau toute la portion qui va de 30 à 22 kv.; au voisinage de cette dernière valeur le filtre est très transparent et il passe beaucoup de rayonnement; dans les fréquences plus basses, le molybdène devient de nouveau absorbant. On réalise ainsi un faisceau, grossièrement monochromatique, suffisant pour la recherche présente.

La valeur du rendement peut être déduite des numérations effectuées sur les clichés. Si nous appelons k_s et k_c le nombre de cas d'absorption K suivis de fluorescence et de rayonnement tertiaire l_s et l_c les cas d'excitation dans L avec ou sans fluorescence, les statistiques ont donné :

$$k_s = 164; k_c = 156; l_s + l_c = 43$$

d'où le rendement de fluorescence dans la série K :

$$R_K = 0,51.$$

Remarquons tout de suite que ces nombres nous donnent aussi le rapport $\frac{k}{l}$ de l'ionisation dans K à l'ionisation dans L, pour un rayonnement incident de fréquence ν_0 supérieure à ν_K .

$$\frac{k_s + k_c}{l_s + l_c} = \frac{k}{l} = 7,6$$

2° Pour le xénon, des conditions analogues aux précédentes sont réalisées par l'excitation du tube sous 60 kv., avec filtration du rayonnement sur du samarium (1) ; le niveau K de cet élément se plaçant vers 35 kv., dépasse de 11 kv. celui du xénon et la bande de spectre qui traverse le filtre dans sa région de plus grande transparence donne lieu par absorption dans K à des rayons secondaires de 11 kv., parcourant 8 à 10 mm. et aisément discernables des tertiaires et quaternaires (cl. 17, Pl. V). On peut alors compter les cas d'absorption K avec ou sans fluorescence : les nombres obtenus sont :

$$k_s = 147 \quad k_c = 59$$

d'où le rendement :

$$R_K = 0,71$$

Dans ces conditions d'excitation et de filtration, on peut d'ailleurs distinguer beaucoup d'aspects correspondant aux diverses combinaisons des évolutions du type A ou B. Ainsi on observera quelquefois, lors de l'absorption dans K, la présence du secondaire, du tertiaire et des deux quaternaires

(1) Le filtre se composait d'une petite cuve à faces de verre mince, contenant une solution de chlorure de samarium, obligeamment cédé par M. Boulanger.

(ce que nous noterons $S_K T_K 2Q$) ou d'un seul de ces derniers rayons ($S_K T_K 1Q$) ou encore du tertiaire seulement ($S_K T_K$) etc. Les numérations de ces différents cas ont été faites, mais correspondent naturellement à des nombres restreints (voir le tableau) ne permettant guère de conclusions quant aux probabilités relatives : il faudrait pour atteindre celles-ci des statistiques très étendues. D'autre part, on ne peut distinguer sur ces clichés l'absorption dans L avec fluorescence de l'absorption dans M (ou les niveaux extérieurs) ce qui donnerait la valeur du rendement pour ce niveau. La chose est cependant possible, avec un autre choix de filtre et de tension.

3° Si l'on excite le tube sous 15 kv., et si l'on filtre le rayonnement obtenu sur de l'arsenic (pour lequel K équivaut à 12 kv.) on réalise les conditions voulues pour l'étude du niveau L du xénon ⁽¹⁾. La discrimination des cas d'absorption L avec ou sans fluorescence (cl. 18, Pl. V) et de l'absorption M est facile, vu les parcours différents des rayons correspondants. Les mesures ont donné : $R_L = 0,25$.

On peut naturellement déduire des statistiques le rapport de l'ionisation dans L à l'ionisation dans M, P, etc., pour la fréquence incidente correspondant à 12 kv. Les nombres de cas observés étant encore petits, ce n'est qu'un ordre de grandeur que représente le rapport 5 trouvé.

Extension des mesures à l'Argon. — Dans le paragraphe précédent nous avons montré que pour le Krypton le rapport $\frac{K}{L}$ de l'ionisation dans le niveau K à celle de niveau L pour une fréquence peu supérieure à ν_K est environ 7,6. Il est probable que ce rapport n'est guère changé lorsque la fréquence dépasse beaucoup ν_K : en effet les coefficients d'absorption

⁽¹⁾ Le filtre était constitué par un éclat d'acide arsénieux vitreux, de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur.

pour chaque niveau suivent sensiblement des lois de la forme $C = A\lambda^3$.

A partir de la longueur d'onde critique d'excitation, le rapport de deux de ces coefficients relatifs l'un à K l'autre à L, pour une même longueur d'onde incidente, sera donc égal au rapport des constantes A, quelle que soit la fréquence excitatrice, pourvu qu'elle soit assez grande pour ioniser les deux niveaux. J'ai d'abord fait quelques mesures statistiques sur le Krypton excité sous diverses tensions et j'ai toujours trouvé des nombres en bon accord avec ceux donnés plus haut. Nous pourrions alors admettre un rapport identique entre l'ionisation K et L de l'argon excité sous tension suffisante, et interpréter à l'aide de ce nombre hypothétique les statistiques incomplètes ⁽¹⁾ effectuées avec cet élément.

D'autre part, remarquons que le rapport $\frac{k}{l}$ trouvé pour le xénon (5,5) est plus petit que celui du krypton, montrant ainsi une décroissance de ce rapport vers les corps lourds ⁽²⁾. Nous admettrons par exemple pour l'argon la valeur approximative 8, qui nous permet alors de tirer le rendement de fluorescence des statistiques obtenues effectivement avec ce gaz.

Les mesures ont donné :

$$k_c = 210$$

et

$$k_s + l = 44$$

⁽¹⁾ Ceci est en bon accord avec des nombres trouvés par Allen (*Phys. Rev.*, t. XXIV (1924), grâce à une méthode macroscopique d'absorption, pour un certain nombre de métaux : les valeurs de $\frac{k}{l}$ sont voisines de celles données ici, et décroissent nettement quand le numéro atomique augmente.

⁽²⁾ Si l'absorption suivait exactement les lois en $N^4\lambda^3$ considérées en général comme bonnes, on aurait l'identité pour tous les corps de ces rapports $\frac{k}{l}$, $\frac{l}{m}$ etc.

si nous admettons que $\frac{k_c + k_s}{l} = 8$ nous tirons des mesures :

$$R_K = 0,07$$

Le rendement de fluorescence est donc, dans le cas de l'argon, très inférieur à celui du krypton.

Rendement L du krypton. — Une méthode semblable peut nous donner le rendement L du krypton. La valeur énergétique de ce niveau est en effet trop faible pour permettre des mesures directes par l'emploi de rayons X de fréquence peu supérieure, comme pour K du xénon et du krypton. On opérera alors avec un rayonnement relativement dur, mais qui n'excite que L : en pratique le rayonnement qui a servi pour l'étude de L du xénon (12 kv) convient parfaitement. Les clichés permettent d'évaluer le nombre de cas d'absorption par L avec rayonnement tertiaire, soit l_c et l'ensemble des cas d'absorption L sans tertiaire l_s et des absorptions par M, N etc. Pour interpréter ces nombres, nous pouvons admettre que le rapport des absorptions par les niveaux M et L, soit $\frac{l}{m}$, est à peu près le même qu' $\frac{l_s}{s}$ pour le xénon ; nous obtenons alors :

$$R_L = 0,1$$

valeur qui ne peut être considérée que comme un ordre de grandeur.

Comparaison des résultats. — Le tableau V rassemble tous les résultats des statistiques effectuées, ainsi que les rendements et les rapports d'ionisation qu'on peut en déduire. On voit d'après ces nombres, que le rendement de fluorescence dans le niveau K, qui est voisin de I pour les éléments lourds, décroît rapidement si on parcourt le tableau périodique vers les corps légers, et baisse au-dessous de 10 0/0 pour l'argon. Il semble, et ceci est confirmé par l'étude déli-

TABLEAU V

Aspect observé	Xénon Ex. = 12 kv.	Krypton Ex. = 12 kv.	Xénon Ex. = 43 kv.	Krypton Ex. = 22 kv.	Krypton Ex. = 70 kv.	Argon Ex. = 70 kv.
$S_K T_K^2 Q$			13	156	144	140
$S_K T_K^1 Q$			21			
$S_K T_K^0$			25			
$S_K Q$			111	164		
S_K	143	109	36	43	186	29
$S_L T_L$	47		25			
S_L	36	41	20			
$S_M, P, \dots$						
Rendements R_K R_L	— 0,25	— 0,13	0,71 —	0,51 —	0,5 —	0,07 —
Rapports d'ionisation $\frac{k}{l}$ $\frac{l}{m}$	— 5,2	— (5,2)	5,5 —	7,6 —	(7,6) —	(8) —

cate du néon, que le rendement devienne très petit pour les éléments des premières périodes du tableau ⁽¹⁾.

D'autre part, pour un même élément, les différentes séries spectrales K, L, etc. ne se comportent pas de même et ici encore les fluorescences de basse fréquence correspondent à de faibles rendements : sans doute y-a-t-il très peu de rayonnement caractéristique émis lors de l'excitation des niveaux extérieurs des corps lourds.

Nous verrons dans la quatrième partie quelles conséquences on peut tirer de ces remarques, et comment elles concordent bien avec toute une série de résultats obtenus par des méthodes très différentes.

II

Mesures de parcours.

Principe. — Comme nous l'avons vu, les différents rayons qui constituent l'effet photoélectrique composé se distinguent les uns des autres par leur parcours : dans une atmosphère composée principalement d'hydrogène, le rayon tertiaire du krypton atteint 1 cm., tandis que les quaternaires ne dépassent pas 0,5 mm. Des mesures plus précises de ces différents parcours peuvent être entreprises, pourvu qu'on puisse fixer avec assez de certitude les conditions dans lesquelles elles seront effectuées ; en particulier l'influence de la composition du gaz, de la température et de la pression peuvent être considérables. Pour donner un sens aux valeurs absolues des parcours mesurés, il faudrait donc faire une série de déterminations accessoires, que le montage utilisé dans les expériences présentes rend difficiles.

⁽¹⁾ La question se présente naturellement d'une façon différente pour les tout premiers éléments, dont les niveaux L ne sont pas encore complets, et où le rendement de fluorescence peut dépendre en particulier de l'état de combinaison chimique.

D'autre part le principal intérêt des évaluations de longueur des rayons électroniques, réside en ce fait qu'on peut connaître en même temps leur vitesse d'émission, ou leur énergie, comme nous l'avons vu dans la deuxième partie. La comparaison des trajets mesurés et des énergies calculées, fournira quelques points de repère pour l'étude de la variation du parcours des électrons dans la matière, en fonction de leur vitesse.

Il ne sera pas nécessaire, pour obtenir une loi de ce genre, de connaître les trajectoires en vraie grandeur : leurs longueurs relatives, rapportées à l'une d'entre elles prise comme étalon, suffiront pourvu qu'elles aient été produites dans des conditions identiques. Ce sont ces rapports de longueur que j'ai pu mesurer pour les éléments étudiés ici, c'est-à-dire les gaz rares.

Méthode. — Le procédé le plus simple et le plus sûr pour réaliser des conditions identiques dans la création des deux espèces de rayons électroniques que l'on désire comparer, est naturellement de les produire en même temps, dans la même opération de détente et de photographie, et de les mesurer sur le même cliché. Dans certains cas ces circonstances se présenteront d'elles-mêmes, par exemple pour la comparaison des rayons tertiaires et quaternaires d'un même corps. Pour passer d'un corps à l'autre il faudra les mélanger, en proportions convenables, de manière à obtenir côte à côte sur les plaques les deux trajectoires cherchées. J'ai choisi l'argon, à cause des quantités importantes de ce gaz dont je pouvais disposer, comme intermédiaire, et j'ai fait, par conséquent, les clichés avec les atmosphères suivantes :

1^o Argon 2 o/o + Néon 5 o/o ;

2^o Argon 5 o/o + Krypton 3 o/o ;

3^o Argon 10 o/o + Xénon 2 o/o.

Mesures. — Comme il ne s'agit que de valeurs relatives, il n'y a pas à se préoccuper du grandissement de l'appareil

photographique et il suffit de mesurer les longueurs des trajectoires sur les clichés mêmes.

D'autre part, les rayons électroniques sont émis dans toutes les directions indistinctement, et ne sont pas rectilignes, on ne peut donc pas connaître directement leur longueur avec un cliché, et même avec les deux projections rectangulaires l'évaluation serait difficile dans le cas général. Il est nécessaire, en pratique de faire un nombre suffisant d'opérations pour rencontrer les cas favorables dans lesquels la mesure devient facile.

On cherchera, en examinant soigneusement les doubles clichés, à trouver un cas, où le rayon à mesurer est émis, et reste tout le long de sa trajectoire, sensiblement dans le plan de mise au point d'un des appareils photographiques. Le rayon sera alors net dans son entier sur l'un des clichés, sur l'autre il sera moins net, mais se présentera en projection comme couché le long du faisceau de rayons X. Si cette condition est réalisée avec une précision suffisante, il ne restera qu'à mesurer la trajectoire sur le cliché où elle est entièrement au point.

La mesure se fera facilement si la trajectoire est assez rectiligne, si elle ne l'est pas, il faut la décomposer en segments mesurables, par exemple par report au compas à pointe sèche. On arrive facilement à avoir une précision raisonnable, supérieure aux fluctuations de parcours qui font que tous les rayons de même nature n'ont pas exactement la même longueur. Par exemple, dans le cas du rayon tertiaire K du krypton, une série de mesures a donné :

12,3 12,5 12,8 12,2 12,5.

Dans le cas de rayons de très petits parcours, comme les quaternaires du krypton, ou les tertiaires du néon, les mesures sont évidemment très grossières et ne doivent être considérées que comme donnant un ordre de grandeur.

Résultats. — Le tableau VI donne les longueurs mesurées en prenant pour unité la longueur du rayon tertiaire K de l'argon, qui sert de terme de comparaison.

TABLEAU VI

Rayons β	Parcours P (mesuré)	Nombre N (calculé)
Tertiaire K du Néon	< 0,1	0,07
Tertiaire L Quaternaire K } Krypton . . .	0,33	0,24
Tertiaire K de l'Argon	(1,00)	1,00
Quaternaire K Tertiaire L } Xénon	2,3	2,18
Tertiaire K du Krypton	10,4	10,7
Tertiaire K du Xénon	> 40	42,0

(Une mesure absolue que j'ai pu faire dans des conditions assez favorables m'a donné pour ce rayon de l'argon 1,3 mm. Ce parcours est obtenu dans l'hydrogène saturé de vapeur d'eau sous 2/3 d'atmosphère environ).

Relation entre le parcours et la vitesse d'émission. — Comme nous l'avons dit plus haut, l'interprétation théorique donnée dans la deuxième partie, des rayonnements électroniques constituant l'effet photoélectrique composé, permet de connaître la vitesse d'émission de chacun de ces électrons. Il suffit de connaître la valeur énergétique des niveaux de l'atome dont il s'agit et de calculer les différences :

$$h(\nu_K - 2\nu_L) \quad \text{ou} \quad h(\nu_L - 2\nu_M).$$

Pour des gaz rares, dont je me suis servi principalement ici, les niveaux ne sont souvent pas connus directement, et il faut se servir de la loi de Moseley pour réaliser l'extrapolation.

Les valeurs ainsi obtenues peuvent permettre le contrôle expérimental des lois proposées pour exprimer la relation entre les parcours des électrons et leur vitesse. En particulier, la forme proposée par Whiddington, où le parcours est proportionnel à la quatrième puissance de la vitesse initiale (et par conséquent au carré de l'énergie cinétique) semble se vérifier remarquablement bien ⁽¹⁾.

Si, en effet, nous formons un ensemble de nombres N proportionnels aux quatrièmes puissances des vitesses calculées et tels que le nombre relatif au tertiaire K de l'argon soit pris égal à 1, nous obtenons le tableau de comparaison VI avec les parcours relatifs mesurés P .

La coïncidence est bonne, surtout pour les grands parcours. Pour les rayons très courts, où les mesures sont très grossières, la loi semble moins exacte, indiquant des nombres trop petits.

III

Directions d'émission.

Situation du problème. — Nous avons étudié le nombre et le parcours des rayons β qui constituent l'effet photoélectrique complexe. Il est intéressant de faire aussi une étude de leur direction, surtout lorsqu'on remarque qu'une telle recherche effectuée sur les rayons β secondaires a donné une relation très nette entre la direction d'émission de ces rayons et la direction de propagation des rayons X excita-

⁽¹⁾ Des mesures approximatives de parcours des rayons secondaires faites par C. T. R. WILSON (*loc. cit.*) ont montré aussi un bon accord avec cette loi.

teurs ⁽¹⁾. Deux espèces de mesures et de statistiques ont été faites au cours de ce travail : 1^o relation de direction entre les rayons tertiaires et les rayons X excitateurs ; 2^o relation entre elles des directions de départ des différents rayons secondaires, tertiaires, etc., d'un même atome.

Distribution des tertiaires dans l'espace. — Pour établir la première statistique, destinée à montrer si quelque influence des rayons X primaires se montre encore sur le rayon tertiaire au point de vue de sa direction (nous avons vu qu'il n'y en a pas au point de vue du parcours), nous évaluons dans chaque cas d'absorption, sur chaque figure d'ionisation, l'angle ω que font entre elles la trajectoire du rayon β tertiaire, et l'axe du faisceau de rayons X. Il suffira de mesurer sur chacune des deux plaques, obtenues à angle droit l'une de l'autre, les projections α et β de cet angle ω à l'aide d'un cercle divisé et de calculer l'angle vrai dans l'espace. Le calcul rigoureux est assez long parce que nous ne faisons pas de véritables projections cylindriques, comme en descriptive, mais bien des projections coniques, mais la différence ne se fait sentir réellement que lorsqu'on s'éloigne notablement de l'axe principal de l'objectif, ce qui n'est pas le cas dans le montage actuel. Nous pouvons donc nous en tenir à la formule $\text{tg}^2 \omega = \text{tg}^2 \alpha + \text{tg}^2 \beta$ vu le peu de précision à laquelle peuvent prétendre les mesures faites sur le cliché (Cette précision ne dépasse pas quelques degrés de 1 à 3, suivant les cas plus ou moins favorables). Ces mesures et ces calculs seront faits pour un assez grand nombre de rayons, de manière à obtenir une représentation statistique de la fréquence plus ou moins grande de chacun des angles possible (de 0° à 180°). En fait, les statistiques ont porté sur environ 200 rayons tertiaires dans chacun des cas étudiés. On pourra

⁽¹⁾ PIERRE AUGER, *Comptes Rendus*, t. CLXXVIII, p. 929 ; t. CLXXVIII, p. 1535 ; t. CLXXX, p. 1939.

alors, pour rendre l'interprétation plus facile, représenter le résultat par une courbe : ce sera, par exemple, la courbe de répartition des angles mesurés entre 0° et 180° obtenue en portant en abscisses la valeur de ces angles, et en ordonnées le nombre de cas observés pour chacune de ces valeurs (ou plus exactement pour les angles compris dans une région de 5° avant et après une série de valeurs convenablement choisies). Ce mode de représentation a le défaut de nécessiter des moyennes, qui portent naturellement sur un nombre d'observations relativement petit (dans une région de 5° , avant et après un angle A , on n'a dans le cas d'une statisti-

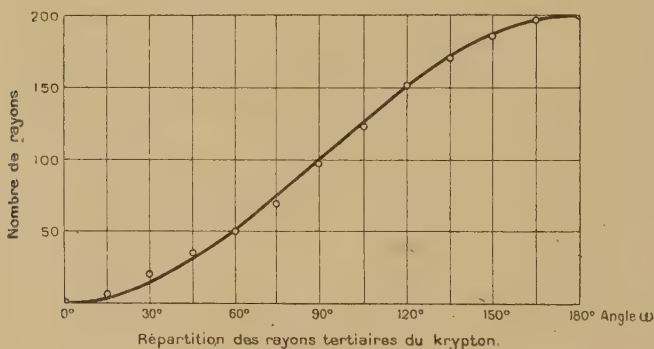


Fig. 8.

que à 200 rayons que 30 rayons au plus), les fluctuations de probabilité sont alors très importantes et donnent à la courbe un aspect irrégulier.

Il est plus simple de porter sur chaque ordonnée le nombre total de rayons observés depuis l'angle O jusqu'à celui que représente l'abscisse correspondante. On a ainsi la courbe intégrale de la précédente; la représentation de l'expérience est rigoureuse, car les coordonnées mesurent des grandeurs réellement atteintes, et la courbe a un aspect beaucoup plus régulier. Cette courbe part de l'origine et atteint, toujours en croissant, son ordonnée maximum pour 180° .

Les deux cas traités expérimentalement ont été ceux des rayons tertiaires K du krypton, et des rayons tertiaires L du xénon ; la courbe relative du krypton est représentée (fig. 8) : elle a l'aspect d'une portion de sinusoïde ; on a tracé les points indiquant le nombre de rayons mesurés effectivement et aussi une courbe continue en traits pleins, qui a pour équation $y = 1 - \cos x$. On voit que cette fonction représente bien les mesures, ce qui indique une répartition sphérique uniforme des rayons tertiaires, comme il est facile de s'en rendre compte en considérant la variation de la surface de la calotte sphérique en fonction de l'angle au sommet du cône aucentre qui la sous-tend. La répartition ainsi trouvée indique nettement que l'atome ne garde pas (ou presque pas) de souvenir de la direction des rayons X qui l'ont primitivement ionisé. Il est probable qu'il a eu, pendant sa durée d'existence à l'état excité, le temps de tourner sur lui-même d'une façon plus ou moins compliquée et de ne rien garder de son orientation primitive. Cependant, il se pourrait qu'une telle conservation de l'orientation ait lieu, sans que la répartition des rayons tertiaires le manifeste d'une façon très nette, celui-ci pouvant quitter l'atome dans diverses directions.

Angles secondaires-tertiaires. — L'isotropie à peu près complète de l'émission des rayons β tertiaires n'élimine pas absolument la possibilité de relation entre les directions des différents rayonnements électroniques, par exemple une relation planaire. Il est assez légitime de supposer que les orbites des électrons K et L, etc., qui interviennent dans l'effet photoélectrique composé, sont situés dans un même plan, les actions réciproques d'induction étant alors évidemment favorisées.

On devrait alors observer des rayons β , dont les trajectoires partent dans un même plan, plan d'excitation primitive de l'atome s'il n'a pas tourné. J'ai cherché à mettre en évidence une telle relation, en faisant l'épure des figures

d'ionisation de l'effet photoélectrique complexe à 4 rayons sur le xénon, mais sur les 10 cas où cette épure a pu être faite dans de bonnes conditions, aucun n'a manifesté une tendance notable à la planéité. Ici encore il est probable que les mouvements de rotation de l'atome pendant la durée de son existence dans les états excités, sont suffisants pour détruire toute régularité.

Ce qui se passe ici est en somme l'analogue de la dépolari- sation de la lumière de fluorescence par agitation thermique, mais les mouvements de l'atome sont sans doute plus rapides, par rapport aux durées de vie, que ceux de la molécule.

Une autre méthode pour rechercher une relation d'orientation consiste à mesurer les angles que font entre eux le secondaire et le tertiaire, dans les cas d'effets photoélectrique composés observables sur le krypton, par exemple. Une étude statistique de la distribution de ces angles entre 0° et 180° pourrait montrer si la répartition est uniforme dans un plan, ou dans l'espace, c'est-à-dire si le tertiaire part au hasard dans un certain plan fixé, qui contient le secondaire, ou s'il est émis isotropiquement dans l'espace. De telles mesures ont été réellement faites, et semblent favorables à la seconde hypothèse, mais elles portent encore sur un nombre de cas trop petit pour permettre aucune conclusion ferme.

QUATRIÈME PARTIE

CONSÉQUENCES THÉORIQUES ET GÉNÉRALISATION DE L'AUTO-IONISATION

I

Conséquences macroscopiques.

Le phénomène que nous avons décrit dans cette seconde partie, qui est relativement important chez les corps légers, puisqu'il peut abaisser jusqu'à quelques centièmes le rendement de fluorescence, est susceptible d'expliquer et de coordonner tout un ensemble de résultats expérimentaux relatifs à l'absorption et à l'émission des rayons X. On peut aussi généraliser cet effet en le rattachant à divers phénomènes du domaine de l'optique et de la radio-activité. Nous allons parcourir rapidement ces diverses observations en remarquant la grande parenté qui les relie, parenté de principe puisqu'il s'agit toujours de la transformation directe de l'énergie d'excitation des atomes en énergie cinétique et en énergie d'excitation de niveaux moins profonds, sans rayonnement électromagnétique extérieur.

Tout d'abord, dans le domaine même où l'effet a été mis directement en évidence, il se répercute macroscopiquement de deux manières sur les phénomènes qui se produisent lors de l'excitation d'un radiateur par les rayons X : 1^o en diminuant l'importance de la fluorescence en rayons caractéristiques ; 2^o en augmentant la quantité de rayonnement électronique.

Diverses expériences permettent de se rendre compte de ces effets. Nous signalerons d'abord les résultats, déjà anciens, de Barkla, restés inexpliqués jusqu'à ces derniers temps, et qui s'interprètent immédiatement par l'effet photoélectrique complexe. D'autres expériences montreront tantôt l'abondance des rayons électroniques, tantôt la diminution de la fluorescence.

Expériences de Barkla. — Cet auteur a montré ⁽¹⁾ que l'évaluation expérimentale du rapport de l'énergie rendue par un radiateur soumis aux rayons X, à l'état de fluorescence, à celle qu'il restitue sous forme de radiations corpusculaires, n'est pas en accord avec l'équation photoélectrique d'Einstein. En particulier, en excitant un corps par du rayonnement de fréquence ν_0 très peu supérieure à celle de son niveau K, on ne devrait récolter, si les atomes ionisés suivaient tous le mode d'évolution avec fluorescence, que de l'énergie électromagnétique, les photoélectrons sortant avec de petites vitesses, et n'emportant que l'excès de $h\nu_0$ sur $h\nu_K$. Au contraire, Barkla, étudiant le brome, a trouvé un partage à peu près égal de l'énergie restituée entre les deux formes, électromagnétique et corpusculaire. On peut donc déduire de ces résultats, comme l'a fait Bothe ⁽²⁾, que le rendement de fluorescence pour K du brome doit être de l'ordre de 0,5 ; on voit que ces conclusions sont en excellent accord avec le nombre trouvé ici pour le Krypton, voisin immédiat du brome dans le tableau périodique.

D'ailleurs, toutes les expériences dans lesquelles on a étudié les niveaux d'absorption des corps par des méthodes d'ionisation manifestent en réalité le même phénomène : au moment où la fréquence incidente est suffisante pour l'excitation d'un niveau, apparaît subitement une ionisation

⁽¹⁾ *Phil. Trans.*, 217, 315.

⁽²⁾ *Physik. Zeits.*, 26 (1925), 410.

considérable. Cette ionisation est due aux rayons tertiaires, qui sont émis dès ce moment avec toute leur énergie, tandis que l'effet des rayons secondaires est encore négligeable et ne s'accroît qu'au fur et à mesure de l'augmentation de la fréquence incidente.

Deux des clichés présentés ici illustrent particulièrement bien ces considérations. Sur le cliché 8 planche III, on voit ce qui se passe dans le krypton excité peu au-dessus de son niveau K : les rayons β secondaires qui n'emportent que la différence entre le quantum incident et $h\nu_K$ sont très courts, visibles seulement sous forme de glomérules ; au contraire, les rayons tertiaires sont grands et représentent presque toute l'énergie du quantum absorbé : ils produisent à eux seuls toute l'ionisation observable. Sur le cliché 14 planche IV, on peut reconnaître l'effet photoélectrique complexe sur K du xénon : le rayon secondaire est le plus court des 4, l'excitation dépassant à peine le niveau K (3 ou 4 kv) ; le tertiaire, rapide, sort des limites de la plaque ; les deux quaternaires égaux sont nettement distincts. Ici encore il est bien évident que toute l'ionisation du milieu est due aux rayons d'auto-ionisation.

Spectres magnétiques de rayons secondaires. — La méthode de M. de Broglie pour l'étude des rayons β secondaires a permis de constater l'existence d'une émission électronique accessoire, accompagnant les rayonnements photoélectriques. MM. de Broglie et Thibaut ont signalé ⁽¹⁾ que sur les spectres magnétiques obtenus on pouvait toujours observer, en plus des bandes correspondant aux rayons β secondaires, et qui suivent la loi d'Einstein, des bandes supplémentaires, indépendantes de la fréquence incidente, ne dépendant que du radiateur, et dont la place correspond bien à ce qu'on doit attendre des rayons tertiaires.

(1) *Comptes Rendus*, t. CLXXX (1925), p. 179.

Travaux de M. Holweck. — C'est surtout dans le domaine des rayons X mous, que les effets des émissions tertiaires se font sentir, le rendement de la fluorescence s'abaissant alors jusqu'à des valeurs très petites (déjà moins de 10 o/o dans l'argon). C'est ainsi que M. Holweck ayant cherché à étudier le rayonnement de fluorescence K de l'aluminium, n'a pu en obtenir une quantité suffisante pour le déceler, presque toute l'énergie absorbée étant rendue sous forme de rayons β tertiaires, dont il a pu d'ailleurs vérifier la très grande abondance.

D'autre part, les niveaux périphériques des atomes lourds se conduisent à peu près de la même manière que les niveaux profonds des corps légers, et leur rendement de fluorescence peut devenir très petit. On doit attribuer à ceci le fait qu'on n'observe pas de rayonnements caractéristiques des anticathodes, dans les tubes à rayons mous : M. Holweck a montré ⁽¹⁾ que les rayons X produits dans ces tubes étaient presque uniquement constitués par du fond continu, fortement rassemblé vers les courtes longueurs d'onde, et dont le début très net dans cette région suit parfaitement la loi du quantum. Les apparitions brusques de séries de raies, qui se produisent au passage des discontinuités d'absorption, n'ont ici qu'une importance énergétique très faible, ces rayons de fluorescence ne sortant guère des atomes sources, tandis que la production du fond continu, qui ne fait sans doute pas intervenir le même mécanisme, n'est pas altéré. Nous verrons plus tard comment ces remarques permettent de concevoir le fonctionnement des anticathodes en général.

Enfin en ce qui concerne les corps de la première ligne du tableau périodique, M. Holweck a fait des observations importantes qui s'interprètent toujours selon les mêmes idées, en suivant avec précision les effets macroscopiques d'ionisation qui se produisent au voisinage des discontinuités K d'absorption de ces corps.

⁽¹⁾ *Annales de Physique.*

II

Généralisations.

Radioactivité. — Quittons les rayons X pour rechercher dans la région des rayons très pénétrants, des rayons γ des corps radioactifs, des effets analogues. Nous trouverons la réplique exacte de l'effet photoélectrique composé dans l'émission des rayonnements électroniques qui composent le spectre β de ces corps. La théorie de cette émission telle qu'on l'admet actuellement, comporte en effet deux phénomènes. D'abord la transformation nucléaire déterminant la perte d'un électron et suivie de remaniements qui libèrent des quantités d'énergie caractéristiques des niveaux nucléaires. Ces quanta nucléaires peuvent donner lieu à des rayonnements électromagnétiques, qui sont alors les rayons γ nucléaires qu'on étudiera par la méthode des cristaux ou celle des rayons β secondaires. Mais on a pu montrer (Ellis, Lise Meitner) qu'une forte proportion de ces quanta étaient repris par l'atome même dont le noyau les a produits, déterminant l'effet photoélectrique interne dans ses niveaux électroniques profonds (K, L, etc.); les électrons ainsi extraits forment le spectre de rayons β du corps radioactif.

On voit que l'analogie avec les processus de production des rayons tertiaires et quaternaires est très étroite. C'est ici le noyau qui joue le rôle du niveau primitivement excité (peut-être existe-t-il réellement pour ce noyau un rayon électromagnétique primaire, analogue au rayon ionisant des expériences décrites ici : ce serait le rayon ultra- X dont M. Jean Perrin a suggéré l'existence). L'énergie libérée dans ce noyau par les remaniements internes peut donner lieu à du rayonnement γ caractéristique (analogue à la fluorescence) ou bien se portant sur des électrons des niveaux qui lui sont extérieurs, les chasser sous forme de rayons β . La liaison

entre le noyau et les premiers niveaux électroniques est du même genre que celle qui relie les différents niveaux entre eux. Les nombres qui mesurent ce rendement en rayons γ sont d'ailleurs du même ordre que ceux qui représentent le rendement de fluorescence des niveaux profonds des éléments lourds

Fluorescence optique. — Une généralisation du même genre peut être faite aussi de l'autre côté de l'échelle des fréquences, dans le domaine du spectre optique. Ce sont alors les régions les plus périphériques des atomes (électrons de valence, etc.) ou des portions de molécules tout entières, qui sont le siège de l'absorption et de l'émission lumineuse ; nous pouvons constater entre ces régions, dans une même molécule ou dans des molécules voisines, des liaisons très analogues à celles que nous venons de signaler dans la partie profonde des atomes.

Prenons en effet le schéma de la théorie de la fluorescence, telle que M. Jean Perrin l'a donné. Une molécule (de fluorescéine par exemple) recevant de la lumière violette, en absorbe un quantum et passe dans un état excité ; dans cet état elle dure quelque temps, puis revient à son état normal en libérant un quantum d'énergie plus petit ou égal à celui qu'elle avait absorbé : cette énergie redonne de la lumière, de fréquence moindre, qui est la lumière de fluorescence. Si le rendement de cette fluorescence était égal à 1, c'est qu'à chaque quantum absorbé correspondrait un quantum lumineux restitué. Mais en réalité ce rendement est souvent de beaucoup inférieur à l'unité, impliquant la disparition de l'énergie d'excitation par une autre voie que celle de la fluorescence. Les travaux de M. Jean Perrin ont montré que l'on devait rapporter à une action de molécule à molécule voisine cette déperdition, la molécule excitée pouvant agir directement sur une autre molécule du corps fluorescent peu éloignée, qui lui extrait pour ainsi dire son énergie

d'activation. Cette nouvelle molécule pourra passer dans un état d'excitation moins élevé que le précédent, le surplus d'énergie étant transformé en énergie cinétique, et en agitation thermique par conséquent ; les mêmes phénomènes se reproduiront pour cette nouvelle activation (fluorescence ou fuite de l'énergie sur une particule voisine) et le résultat final sera toujours de la chaleur, pour toute la portion d'énergie qui n'a pas quitté la matière en jeu sous forme de lumière, plus ou moins dégradée.

Cette action directe (cette « induction ») se produit entre molécules de même espèce, pourvu que leur distance réciproque soit assez petite (de l'ordre du centième de la longueur d'onde de la lumière de fluorescence) : elle explique alors l'existence de l'optimum de fluorescence ; dans une solution concentrée, les molécules étant plus voisines agissent plus facilement les unes sur les autres et diminuent la fluorescence ; dans une solution très diluée le rendement devient bon, mais le nombre de molécules décroissant, la fluorescence baisse pour cette autre raison ; c'est donc pour une concentration moyenne que l'optimum se réalise.

Nous pouvons rattacher à ces considérations le fait que le sulfate neutre de quinine n'est pas fluorescent, à l'inverse du sulfate acide : dans ce dernier sel, en effet, il n'y a qu'un groupement actif (quinine) par molécule, comme dans le cas général des substances fluorescentes. Dans la molécule de sulfate neutre, au contraire, deux groupes quinine sont présents et réagissent très facilement l'un sur l'autre, de telle sorte que l'activation de l'un est infailliblement transformée par l'action de l'autre, en chaleur.

Mais ce n'est pas seulement entre particules de matière de même nature qu'existe cette induction : M. Francis Perrin a montré que certains sels, tels que l'iodure de potassium, abaissaient le rendement de fluorescence de l'Uranium, les molécules de ce corps, activées par la lumière, cédant leur

énergie aux ions iode (qui sont seuls actifs) avec transformation finale en chaleur ⁽¹⁾.

En résumé, nous trouvons dans toute l'échelle des fréquences émises par les atomes et groupés d'atomes, depuis le noyau jusqu'aux molécules les plus complexes, des actions directes, permettant à l'énergie d'activation ou d'excitation de passer d'une région à l'autre de la matière sans se manifester au dehors par du rayonnement électromagnétique et finissant plus ou moins vite par prendre la forme cinétique, rayonnement corpusculaire, ou agitation thermique. Ces actions se produisent toujours entre les parties matérielles susceptibles de vibrer (qu'on peut se représenter schématiquement par des oscillateurs fictifs) et dont les fréquences ne sont pas trop éloignées; elles sont favorisées d'une façon

(1) Il semble bien que tous ces effets dans lesquels une fluorescence, dont nous connaissons l'existence, est diminuée ou annulée, comportent comme cas extrêmes de nombreux phénomènes ou de la fluorescence pourrait apparaître, mais n'a en réalité jamais lieu. Par exemple de quelle manière pouvons-nous concevoir que la lumière, absorbée par un corps coloré, se transforme finalement en chaleur? Les intermédiaires manquent, et doivent être sans doute cherchés dans des phénomènes d'induction quantique comme ceux décrits ci-dessus: La lumière incidente excite les molécules ou portions de molécules absorbantes; cette énergie d'excitation, qui pourrait servir à produire de la fluorescence, passe grâce à l'influence des parties de la molécule les unes sur les autres, ou à cause du voisinage d'autres molécules (solvant, etc.), à l'état d'énergie cinétique.

De même, comment s'échauffe une anticathode de tube à rayons X? L'effet immédiat de l'impact des corpuscules cathodiques, est l'ionisation des atomes du métal qu'ils frappent. Une petite partie de l'énergie ainsi communiquée à l'anticathode est émise sous forme de rayons X. Une beaucoup plus grande partie redonne des rayonnements électroniques, qui augmentent encore l'ionisation, en la reportant peu à peu vers les niveaux périphériques. Finalement l'énergie de l'excitation de ces derniers niveaux et celle que produit la recombinaison des ions formés est transformée en agitation thermique grâce à l'action des atomes les uns sur les autres, le voisinage étant très étroit dans les solides, et facilitant le jeu de l'induction quantique.

considérable par le rapprochement des régions actives et ne se produisent plus quand la distance des oscillateurs est trop grande. Les exemples typiques que nous avons passés en revue se rapportent à l'interaction : 1° du noyau et des niveaux atomiques profonds (K) ; 2° entre niveaux voisins : K, L, L ; M etc. ; 3° d'un groupement atomique à l'autre dans la même molécule ; 4° d'une molécule à une autre. Nous allons tenter d'analyser un peu plus profondément le mécanisme de ces phénomènes.

III

Modèles dynamiques.

Absence de rayonnement intermédiaire. — Nous n'avons fait jusqu'à présent aucune hypothèse sur le genre de relation existant entre les niveaux qui interviennent dans l'émission des rayons tertiaires, comme entre les molécules de substance fluorescente. Cependant de l'énergie passe d'une région dans l'autre.

Une hypothèse simple consiste à admettre l'existence intermédiaire d'un rayonnement électromagnétique, qui n'est autre que le rayonnement de fluorescence ; les phénomènes successifs seraient alors les suivants : ionisation d'un niveau, retour à son état normal avec émission d'un quantum de fluorescence, absorption de cette radiation dans un niveau supérieur du même atome, émission par ce niveau d'un électron (rayon tertiaire) par un véritable effet photoélectrique interne. Dans cette façon de voir, il faudrait admettre pour l'atome qui produit une radiation un coefficient d'absorption extrêmement grand.

Cependant cette hypothèse se heurte à des difficultés quand on cherche à la généraliser : par exemple dans l'interaction des molécules de matières fluorescentes, il est difficile d'admettre qu'une molécule neutre, voisine simplement

d'une molécule active, prenne un coefficient d'absorption énorme, suffisant pour qu'elle capte infailliblement le quantum de fluorescence. En outre la considération de l'optimum montre que l'absorption anormale décroît très vite quand les molécules s'éloignent, et cesse quand elles sont distantes de quelques dizaines de fois leur rayon.

D'autre part, quelle représentation pouvons-nous nous faire de la radiation électromagnétique lorsqu'elle n'a encore parcouru depuis son lieu d'émission qu'une petite fraction de sa longueur d'onde (un centième dans le cas de la fluorescence). Dans le cas, décrit au cours de ce travail, de l'effet photoélectrique complexe, on ne peut même dire quel serait le trajet parcouru par cette radiation intermédiaire, car elle prendrait naissance quelque part entre les électrons K et L, pour disparaître ensuite absorbée dans ce niveau L lui-même.

Il me paraît plus conforme aux phénomènes réellement observés, de laisser de côté les rayonnements électromagnétiques, et de concevoir les relations entre les oscillateurs dont il s'agit ici sur un principe différent de celles qui existent entre émetteur et absorbant classiques.

Transformation de Klein-Rosseland. — Une autre manière de voir assez conforme à certaines idées modernes sur la physique atomique consisterait à prendre l'atome comme un tout, dans le mécanisme intérieur duquel nous ne savons pas pénétrer. Nous pouvons lui communiquer de l'énergie, par excitation, il nous en rend à son tour sous forme de radiations électromagnétiques ou corpusculaires; une sorte d'équivalence réciproque s'établirait ainsi au sujet de ces diverses formes d'énergie.

La conception à laquelle on arrive ainsi est celle qu'a proposée Rosseland ⁽¹⁾ comme généralisation des idées de

(¹) *Zeit. f. phys.*, t. XIV (1923), p. 173.

Klein et Rosseland sur les chocs de seconde espèce. On sait qu'ils désignent ainsi le choc d'un électron sur un atome excité, l'électron pouvant dans ce cas enlever l'énergie d'excitation à l'atome et le quitter avec une vitesse accrue d'autant, le tout ne s'accompagnant d'aucun rayonnement. Ces chocs représentent l'inverse thermodynamique des chocs de première espèce, bien plus fréquents dans l'observation courante, et dans lesquels l'électron excite l'atome qu'il frappe, lui abandonnant une partie de son énergie cinétique. Dans un choc de deuxième espèce, toute l'énergie d'excitation d'un atome se porte sur un électron, en quelque sorte étranger et passe ainsi à l'état cinétique. Dans l'effet photoélectrique composé c'est un électron qui faisait partie intégrante de l'atome excité, qui est chassé par le même transfert d'énergie ⁽¹⁾. Rosseland a étendu ces idées aux phénomènes de radioactivité.

Induction quantique. — Cependant il peut sembler intéressant de se représenter par un mécanisme, plus ou moins apparenté aux notions familières de l'électrodynamique classique, ces transformations internes des atomes excités, ou ces interactions de molécules actives et neutres. Le modèle qu'on peut imaginer variera un peu suivant qu'il y a ou non résonnance entre l'oscillateur excité et celui sur lequel il agit. Voyons tout d'abord le cas le plus simple, celui de l'optimum de fluorescence. M. Francis Perrin a comparé la molécule fluorescente excitée à un primaire de transformateur, qui ne rayonne que très peu quand il est seul, mais que le voisinage du secondaire permet de vider de son énergie, ce secondaire étant représenté par la molécule neutre

(1) L'inverse thermodynamique du rayonnement tertiaire consisterait dans le bombardement d'atomes préalablement ionisés deux fois dans leur niveau L (par exemple), par des électrons d'énergie $h\nu_K - 2h\nu_L$. On réaliserait ainsi l'excitation du niveau K avec des quanta inférieurs à $h\nu_K$.

voisine. On voit comment cela permet d'interpréter l'apparition d'énergie cinétique : la molécule neutre (secondaire du transformateur) qui entre en vibrations de résonnance, et la molécule active primaire sont analogues à deux circuits parallèles et de même sens, qui se repoussent ; les molécules s'éloignent, et dans ce mouvement l'énergie d'oscillation des deux circuits se transforme en énergie cinétique bientôt répartie en agitation thermique.

C'est donc une sorte d'induction qui permettrait l'action à distance. Mais il faudrait voir là une « induction quantique » différente sur bien des points de l'électrodynamique classique : les échanges d'énergies se font en effet ici sans résidu. La molécule active ne conserve aucune portion de son énergie d'excitation, la molécule induite revient à l'état neutre après l'opération ; toute l'énergie présente passe à l'état cinétique sur les deux particules qui portent les oscillateurs, grâce à leur répulsion ; en outre aucun rayonnement électromagnétique n'accompagne cette transformation.

Dans le cas où les oscillateurs en présence ne sont pas en résonnance, il faut sans doute pour que l'induction se produise un voisinage beaucoup plus étroit : par exemple, l'iodure de potassium ne détruit la fluorescence qu'à une concentration élevée (F. Perrin). On peut imaginer (Jean Perrin), dans le cas où la fréquence de l'induit est plus faible que celle de l'inducteur, qu'il garde de l'énergie de celui-ci de quoi s'activer, le surplus passant seul à l'état cinétique. Ceci nous conduit aux conditions de l'effet photoélectrique complexe, où le niveau récepteur, s'active aux dépens de l'inducteur, avec émission de l'excès d'énergie sous forme de rayon corpusculaire.

Transformations adiabatiques. — Si nous voulons nous faire dans ce cas une image précise (d'autant plus hypothétique, naturellement) du mécanisme du transfert d'énergie nous nous adresserons à la conception de transformation adia-

batique. L'état d'oscillateur primaire excité sera représenté par le niveau K auquel manque un électron ; le retour à l'état neutre se produit quand un électron de L descend sur cette place libre ; simultanément, pendant que cette descente a lieu, un autre électron L quitte ce niveau, son énergie cinétique augmentée de l'énergie potentielle qu'il prend ainsi représentant alors à chaque instant la partie de l'énergie d'activation qui est libérée par la descente du premier électron L. Quand celui-ci est en place dans K, l'électron chassé s'éloigne sous forme de rayon tertiaire, prenant finalement à une distance suffisante de son point de départ, la vitesse que nous avons trouvés plus haut. Cette transformation d'ensemble se produit sans rayonnement, elle est en quelque sorte adiabatique.

On conçoit facilement comment ces transformations sont d'autant plus probables que les fréquences des niveaux qui interviennent sont plus voisines et peut-être aussi que les distances des différents électrons intéressés sont plus petites. Ceci permettrait sans doute d'interpréter les variations systématiques du rendement de fluorescence.

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

Les principaux résultats obtenus au cours de ce travail peuvent se résumer de la manière suivante :

1° Un appareillage complet a été établi pour l'application de la méthode de C. T. R. Wilson à l'étude systématique des rayonnements photoélectriques dans les gaz.

2° Cette étude a permis de mettre en évidence un phénomène nouveau, consistant en l'émission, par un même atome irradié, de toute une série d'électrons de vitesses diverses (rayons β tertiaires et quaternaires) et qui est décrit ici sous le nom d'effet photoélectrique composé.

3° L'étude de ce phénomène et de ses variations avec les conditions expérimentales (fréquence de la radiation incidente, numéro atomique de l'élément irradié) conduit à en proposer une théorie simple, dont les conséquences sont bien vérifiées. Elle est basée sur l'hypothèse de deux modes possibles d'évolution des atomes profondément ionisés, comportant l'un de la fluorescence en rayons X caractéristiques, l'autre l'émission de rayonnements corpusculaires (Auto-ionisation).

Cette émission rend en quelque sorte directement visible la constitution par niveaux discontinus de l'édifice atomique, donnant même à première vue, par la comparaison du parcours des rayons β produits, une évaluation de la valeur énergétique respective de ces niveaux.

4° L'analyse des effets observés dans des conditions particulières, a mené à la mesure des rendements de fluorescence en rayons X des divers niveaux d'une série de corps de poids atomiques différents. Des variations systématiques de ce rendement ont été ainsi décelées. L'importance relative de l'ionisation produite par le rayonnement incident dans ces différents niveaux également a pu être évaluée.

5° La mesure des parcours des rayons β successivement émis par les atomes excités a permis une vérification de la

loi de Whiddington, qui relie les parcours des électrons à leur vitesse ;

6° L'étude des directions d'émission des rayons tertiaires montre leur indépendance par rapport à la direction primitive des rayons X excitateurs ;

7° Le rapprochement de ces phénomènes avec ceux qui se produisent dans la radioactivité par rayons β et γ et ceux qui accompagnent la fluorescence lumineuse a été mis en évidence ;

8° Un schéma général a été proposé pour ces divers ordres de phénomènes, en accord avec les idées de Rosseland et de Klein. Il établit l'existence d'une « induction quantique » permettant des transformations non rayonnantes, avec passages directs de l'énergie périodique d'excitation à l'état d'énergie cinétique.

Ce travail a été poursuivi de 1922 à 1926 au laboratoire de Chimie physique de la Sorbonne.

Je voudrais pouvoir exprimer ici mes sentiments de reconnaissance affectueuse envers M. Jean Perrin, qui a facilité et encouragé ce travail de tant de manières, et qui a su créer dans son laboratoire une atmosphère de vie intellectuelle intense et de cordialité, si favorable à la recherche scientifique. Je dois aussi beaucoup à mon ami Francis Perrin, par les remarques et les suggestions qu'il m'a faites au cours de nos conversations sur ces sujets.

M. le professeur Urbain m'a permis d'établir un montage dans son service et d'y utiliser un poste de haute tension : je le remercie vivement pour sa bienveillante hospitalité. Je remercie aussi M. A. Lepape qui a préparé les gaz rares, krypton et xénon, si précieux pour mes recherches, et M. G. Claude qui m'a donné du néon.

Enfin j'ai bénéficié d'une subvention de la Fondation Edmond de Rothschild, à laquelle j'exprime ici mes vifs remerciements.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Relation entre l'état de combinaison chimique
des corps et l'absorption des rayons X**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 29 Mai 1926.

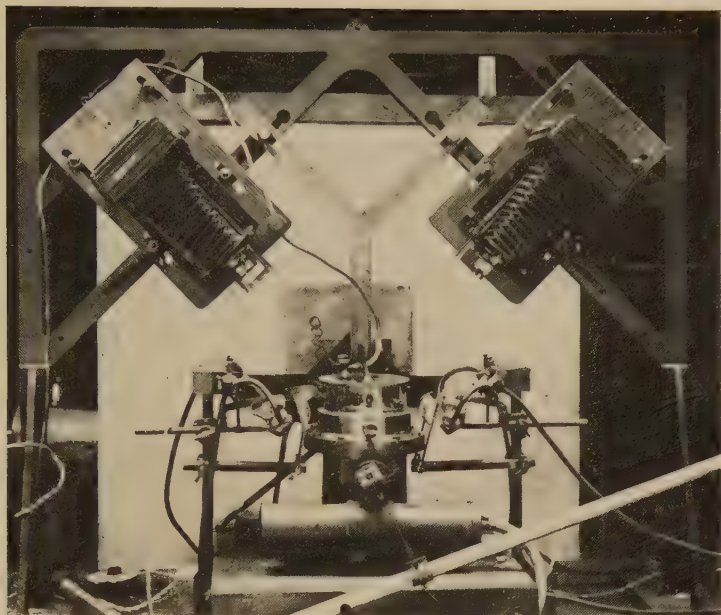
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. MOLLIARD.

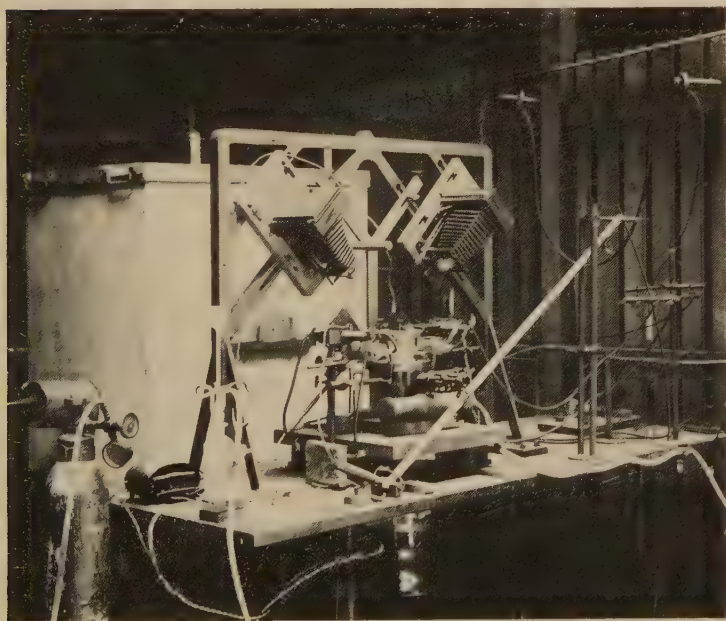
VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

P. LAPIE.



Appareil à détente, dispositif d'éclairage et de photographie.



Ensemble du montage, avec la boîte en plomb contenant le tube,
et le levier déclencheur.



Fig. 1.

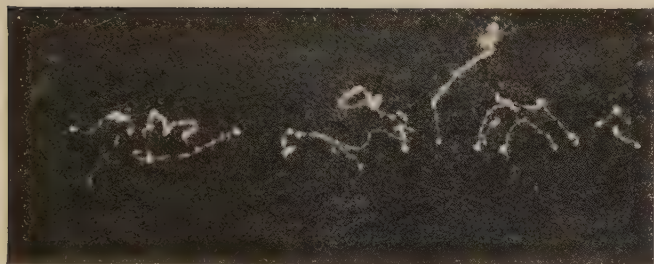


Fig. 2.



Fig. 3.



Cl. 6.



Cl. 7.

Cl. 4.



Cl. 5.





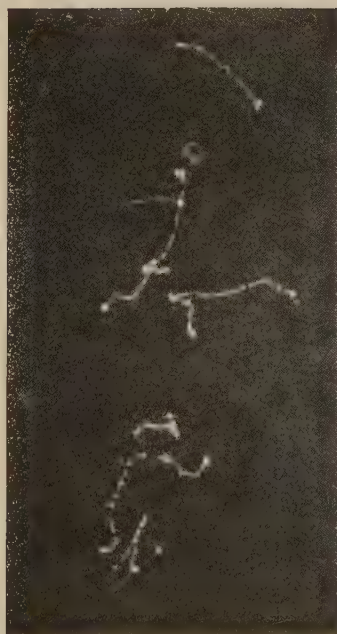
Cliché 10.



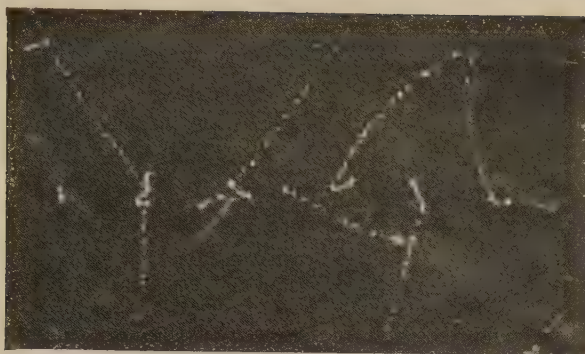
Cliché 11.



Cliché 8.



Cliché 9.



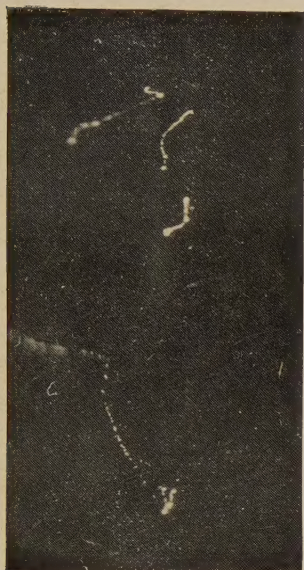
Cliché 12.



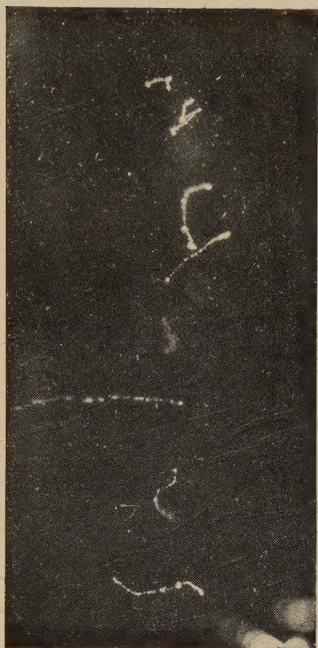
Cliché 13.



Cliché 14.



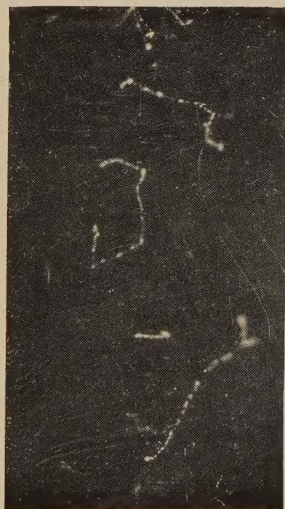
Cliché 17.



Cliché 18.



Cliché 15.



Cliché 16.

